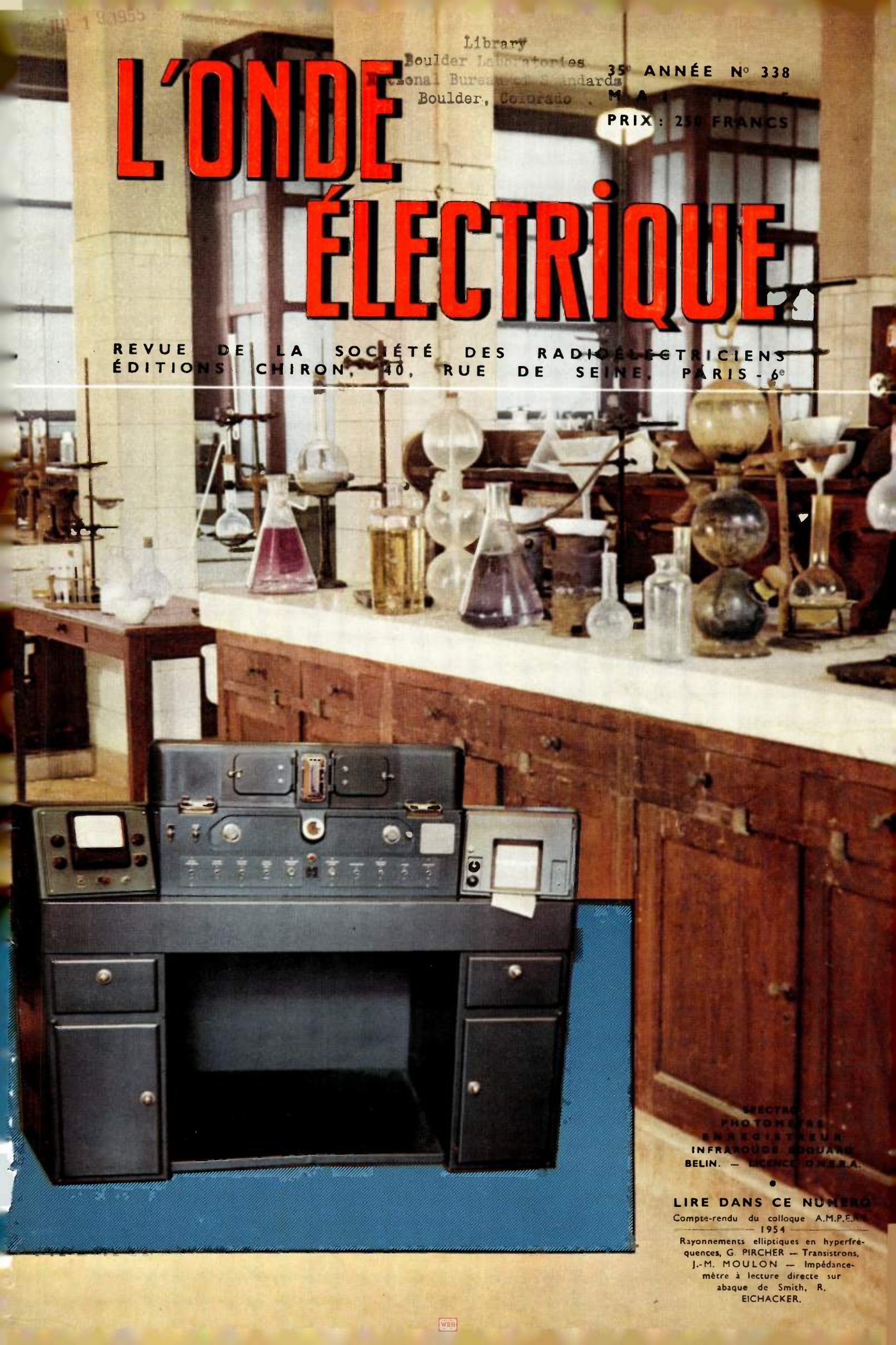
JUL 1 9 1955
Library
Boulder Laboratories
National Bureau of Standards
Boulder, Colorado

L'ONDE ÉLECTRIQUE

35e ANNÉE N° 338
MAI
PRIX : 250 FRANCS

REVUE DE LA SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS
ÉDITIONS CHIRON, 40, RUE DE SEINE, PARIS - 6e

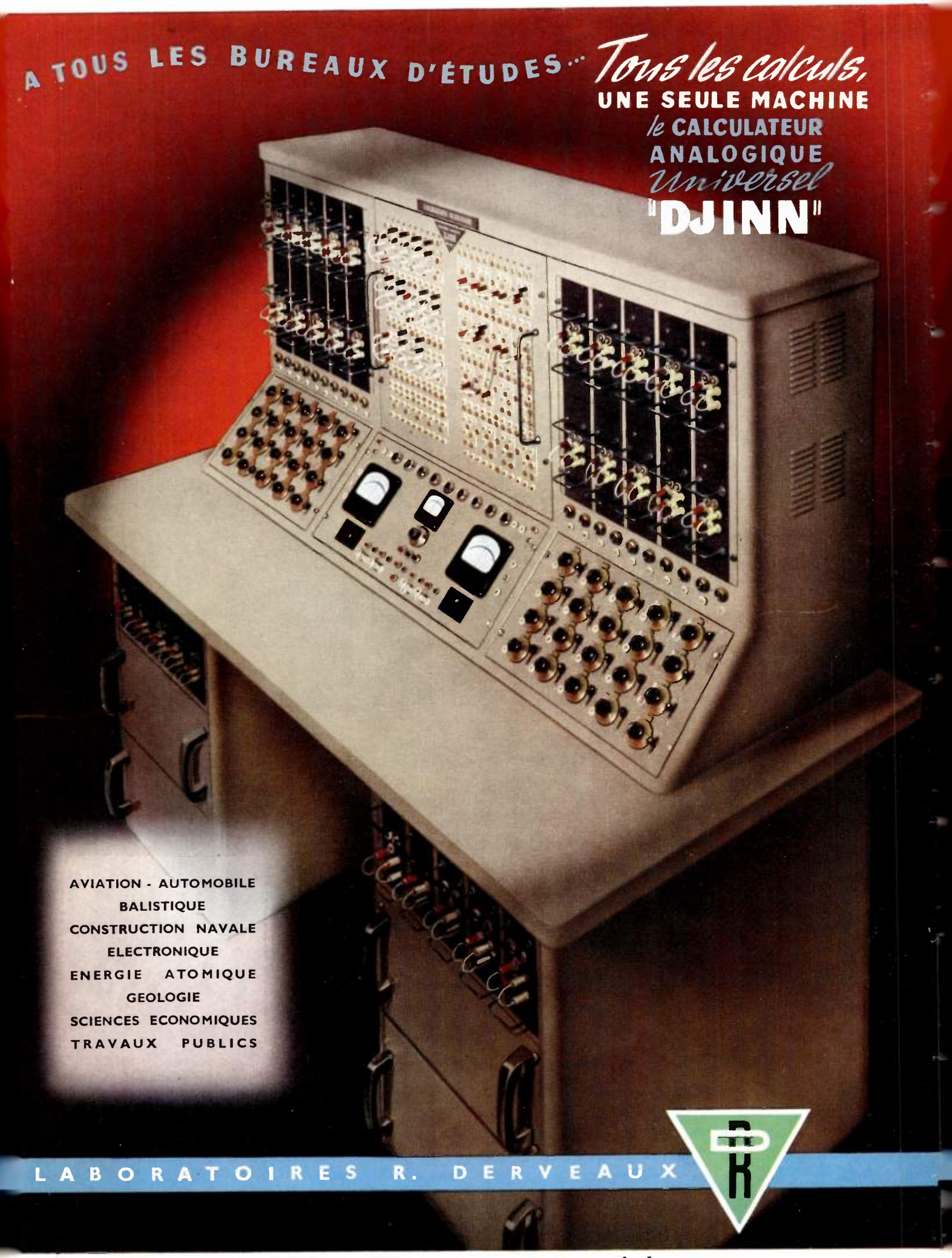


SPECTRO-PHOTOMÈTRE ENREGISTREUR INFRAROUGE ADOUARD BELIN. — LICENCE ONERA.

LIRE DANS CE NUMÉRO

Compte-rendu du colloque A.M.P.E.R.E. 1954

Rayonnements elliptiques en hyperfréquences, G. PIRCHER — Transistrons, J.-M. MOULON — Impédancemètre à lecture directe sur abaque de Smith, R. EICHACKER.



6, RUE JULES SIMON — BOULOGNE-SUR-SEINE — TÉLÉPHONE : MOLITOR 37-00

L'ONDE ÉLECTRIQUE

Revue Mensuelle publiée par la Société des Radioélectriciens
avec le concours du Centre National de la Recherche Scientifique

Vol. XXXV **MAI 1955** **N° 338**

ÉDITIONS CHIRON, 40, rue de Seine, PARIS-6e. — C.C.P. Paris 53-35

Abonnements 1 an : France : **2.500 F** ; Etranger : **2.800 F** — Prix de ce N° : **250 F**

SOMMAIRE

		Pages
Colloque 1954 du groupe « Atomes et Molécules par Etudes Radioélectriques ».		
Le Colloque de 1954 du groupe A.M.P.E.RE.. et la Société des Radioélectriciens	L. Bouthillon et E. Picault	437
Table des Matières du Colloque		439
I. Absorption dans le spectre hertzien et propriétés diélectriques : techniques.		442
I *bis*. Absorption dans le spectre hertzien et propriétés diélectriques : quelques résultats		462
II. Résonance paramagnétique nucléaire, résonance quadrupolaire ; résonance paramagnétique électronique ; polarisation ; effet Faraday		476
III. Gaz excités ; Physique de l'atmosphère		500
Quelques applications du rayonnement elliptique à la technique des hyperfréquences et du radar	G. Pircher	506
Propriétés essentielles des transistrons (suite et fin)	J.-M. Moulon	520
Un impédancemètre à lecture directe sur abaque de Smith	R. Eichacker	534
Vie de la Société		542
Rectifications sur la vie et l'œuvre du Major Edwin H. Armstrong	L. Lévy	548

Sur la couverture :

Nouveau spectrophomètre enregistreur infra-rouge. Licence O. N. E. R. A. Constructeur : Établissements Édouard Belin, 296, avenue Napoléon Bonaparte, Rueil-Malmaison (S.-et-O.

Les opinions émises dans les articles ou comptes rendus publiés dans L'Onde Electrique *n'engagent que leurs auteurs.*

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

FONDATEURS

† Général Ferrié, Membre de l'Institut.

† H. Abraham, Professeur à la Sorbonne.
† A. Blondel, Membre de l'Institut
P. Brenot, Directeur à la Cie Générale de T.S.F.
J. Cornu, Chef de Bataillon du Génie e. r.
† A. Pérot, Professeur à l'Ecole Polytechnique.
† J. Paraf, Directeur de la Sté des Forces Motrices de la Vienne.
La Société des Ingénieurs Coloniaux.

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

10, Avenue Pierre-Larousse, Malakoff (Seine). — Tél. ALÉSIA 04-16 — C.C.P. Paris 697-38

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

PRÉSIDENTS D'HONNEUR

† R. Mesny (1947) — † H. Abraham (1947)

ANCIENS PRÉSIDENTS DE LA SOCIÉTÉ

		MM.
1922		M. de Broglie, Membre de l'Institut.
1923	†	H. Bousquet, Prés. du Cons. d'Adm. de la Cie Gle de T.S.F.
1924	†	R. de Valbreuze, Ingénieur.
1925	†	J.-B. Pomey, Inspecteur Général des P.T.T.
1926		E. Brylinski, Ingénieur.
1927	†	Ch. Lallemand, Membre de l'Institut.
1928		Ch. Maurain, Doyen de la Faculté des Sciences de Paris.
1929	†	L. Lumière, Membre de l'Institut.
1930		Ed. Belin, Ingénieur.
1931		C. Gutton, Membre de l'Institut.
1932		P. Caillaux, Conseiller d'Etat.
1933		L. Bréguet, Ingénieur.
1934		Ed. Picault, Directeur du Service de la T.S.F.
1935	†	R. Mesny, Professeur à l'Ecole Supérieure d'Electricité.
1936	†	R. Jouaust, Directeur du Laboratoire Central d'Electricité.
1937	†	F. Bedeau, Agrégé de l'Université, Docteur es-Sciences.
1938		P. Franck, Ingénieur général de l'Air.
1939	†	J. Bethenod, Membre de l'Institut.
1940	†	H. Abraham, Professeur à la Sorbonne.
1945		L. Bouthillon, Ingénieur en Chef des Télégraphes.
1946		R. P. P. Lejay, Membre de l'Institut.
1947		R. Bureau, Directeur du Laboratoire National de Radio électricité.
1948		Le Prince Louis de Broglie, Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences.
1949		M. Ponte, Directeur Général Adjoint de la Cie Gle de T.S.F.
1950		P. Besson, Ingénieur en Chef des Ponts et Chaussées.
1951		Général Leschi, Directeur des Services Techniques de la Radiodiffusion — Télévision Française.
1952		J. de Mare, Ingénieur Conseil.
1953		P. David, Ingénieur en chef à la Marine.
1954		G. Rabuteau, Directeur Général de la Sté « Le Matériel Téléphonique ».

BUREAU DE LA SOCIÉTÉ

Président (1955)

M. H. Parodi, Membre de l'Institut, Professeur au Conservatoire National des Arts et Métiers.

Président désigné pour 1956 :

M. R. Rigal, Ingénieur Général des Télécommunications.

Vice-Présidents :

MM. E. Fromy, Directeur de la Division Radioélectricité du L.C.I.E.

A. Angot, Ingénieur militaire en Chef, Directeur de la Section d'Etudes et de Fabrications des Télécommunications.

C. Beurtheret, Ingénieur en Chef à la C.F.T.H.

Secrétaire Général :

M. J. Matras, Ingénieur Général des Télécommunications.

Trésorier :

M. R. Cabessa, Ingénieur à la Société L.M.T.

Secrétaires :

MM. R. Charlet, Ingénieur des Télécommunications.

J.M. Moulon, Ingénieur des Télécommunications.

P. Deman, Ingénieur des Télécommunications.

Comité de Rédaction de l'ONDE ÉLECTRIQUE

Président : M. P. Abadie, Ingénieur en Chef des Télécommunications.

Secrétaire-Rédacteur en Chef : M. L.J. Libois, Ingénieur des Télécommunications.

SECTIONS D'ÉTUDES ET GROUPES RÉGIONAUX

SECTIONS D'ÉTUDES

N°	Dénomination	Présidents	Secrétaires
1	Etudes générales.	Colonel Angot	M. Toutan.
2	Matériel radioélectr.	M. Lizon	M. Gamet.
3	Electro-acoustique.	M. Chavasse.	M. Poincelot.
4	Télévision.	M. Mallein.	M. Angel.
5	Hyperfréquences.	M. Warnecke.	M. Guénard.
6	Electronique.	M. Cazalas.	M. Picquendar
7	Documentation.	M. Cahen.	Mme Angel.
8	Electronique appliq.	M. Raymond.	M. Larguier.
9	Electronique Nucléaire.	M. Surdin.	M. Labeyrie.
10	Formation du Personnel Technique.	M. Beurtheret	M. X...

Les adhésions pour participation aux travaux des sections doivent être adressées au Secrétariat de la Société des Radioélectriciens, 10, avenue Pierre-Larousse, à Malakoff (Seine).

GROUPE DE GRENOBLE

Président. — M. J. Benoit, Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble, Directeur de la Section de Haute Fréquence à l'Institut Polytechnique de Grenoble.

Secrétaire. — M. J. Mousseigt, Chef de Travaux à la Faculté des Sciences de Grenoble.

GROUPE D'ALGER

Président. — M. H. Corbery, Ingénieur en Chef à l'Electricité et Gaz d'Algérie.

Secrétaire. — M. P. Cachon, Assistant à la Faculté des Sciences d'Alger.

GROUPE DE L'EST

Président. — M. G. Goudet, Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electricité et de Mécanique de Nancy.

Secrétaire. — M. E. Gudefin, Assistant à l'E. N. S. E. M.

RÉSUMÉS DES ARTICLES

ATOMES ET MOLÉCULES PAR ÉTUDES RADIOÉLECTRIQUES TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES : COLLOQUE DE PARIS 1954, — Onde Electrique de Mai 1955, (pages 437 à 505).

Sur ce thème s'est tenu à Paris du 31 Mai au 2 Juin 1954 un colloque du groupe A.M.P.E.R.E. organisé avec le concours de la Société des Radioélectriciens, de la Société de Physique et de l'Ecole Normale Supérieure.

Les membres du groupe d'informations mutuelles sur les études relatives aux Atomes et Molécules par Etudes Radio-Electriques (A.M.P.E.R.E.) ont rédigé pour l'Onde Electrique un résumé de leurs communications. Ces travaux sont groupés en trois chapitres.

I. Absorption dans le spectre hertzien et propriétés diélectriques.

II. Résonance paramagnétique nucléaire — Résonance quadrupolaire nucléaire — Résonance paramagnétique électronique — Polarisation, effet Faraday.

III. Gaz — Gaz excités — Physique de l'atmosphère.

PROPRIÉTÉS ESSENTIELLES DES TRANSISTRONS, par J. MOULON, *Ingénieur des Télécommunications au Centre National d'Etudes des Télécommunications*. Onde Electrique de Mars Avril 1955 (pages 243 à 263) et Onde Électrique de Mai 1955 (pages 520 à 533).

L'article commence par un rapide rappel des propriétés des semiconducteurs et par des généralités sur les propriétés essentielles des quatripoles servant de base à la technique d'utilisation des transistrons. Le chapitre sur le transistron jonction contient un résumé des possibilités des modes de montage des transistrons. Le chapitre suivant aborde le problème des schémas équivalents en HF des montages et des performances dans ce domaine. Les propriétés des transistrons à pointes sont ensuite passées en revue : stabilité et utilisation en basculeur. L'histoire et l'évolution des transistrons permet à l'auteur de décrire les divers types de transistrons et de comparer leurs performances, en prévoyant l'évolution prochaine. Des méthodes de mesures et les appareils correspondants sont enfin rapidement passés en revue.

QUELQUES APPLICATIONS DES RAYONNEMENTS ELLIPTIQUES A LA TECHNIQUE DES HYPERFRÉQUENCES ET DU RADAR par G. PIRCHER, *Ingénieur à la Compagnie Française Thomson-Houston*, Onde Electrique de mai 1955. (pages 506 à 519).

Après avoir donné la description d'une « onde plane polarisée elliptique », l'auteur passe en revue différentes applications : joints tournants, déphaseurs, antennes, omnipolarisation etc...

Un assez large développement est fait de l'amélioration de l'information « radar », due à l'emploi d'ondes polarisées elliptiques : élimination des échos gênants, renforcement des échos.

Les procédés d'obtention d'ondes polarisées sont passés en revue.

La fin de l'article est consacrée à l'exposé théorique des phénomènes signalés, un procédé de calcul général est indiqué.

L'article s'accompagne de nombreuses photographies de matériels et de vues observées sur les indicateurs « radars ».

UN IMPÉDANCEMÈTRE A LECTURE DIRECTE SUR ABAQUE DE SMITH, par R. EICHACKER, *Ingénieur à la Société Rohde et Schwartz*, Onde Electrique de mai 1955 (pages 534 à 541).

L'évolution de la technique H.F., s'orientant vers des fréquences très élevées, nécessite des appareils de mesure répondant à ces exigences.

L'auteur présente dans cet article le principe et la réalisation d'un appareil à coupleurs directifs permettant la représentsentation en lecture directe sur abaque de Smith de l'impédance et de l'admittance ainsi que des constantes de propagation entre 30 et 300 MHz.

Puis il indique ses différents emplois : mesure d'objet à distance, par l'intermédiaire de câbles, mesures symétriques, mesures de contantes de transmission.

Enfin, dans un dernier paragraphe, l'auteur donne quelques notes sur la précision de l'appareil.

PAPERS SUMMARIES

ESSENTIAL PROPERTIES OF TRANSISTORS, by J. MOULON, *Ingénieur des Télécommunications, au Centre National d'Etudes des Télécommunications*. Onde Electrique, Marsh-April 1955 (page 243 to 263), and Onde Electrique. May 1955 (page 520 to 533),

The article commences with a short resumé of the properties of semi-conductors and a genèral review of the essential properties of a quadripole which form a basis for the technique of using transistors. The chapter on the junction transistor summarises the possibilities of transistors and methods of connection. The following chapter deals with the equivalent circuits at H.F. and the circuits used and the performance obtained in this application. Properties of point contact transistors are then reviewed : stability and use as bi-stable devices. The history and development of transistors enable the author to describe the various types of transistors and to compare their performances, leading up to a forecast of future development. Methods of measurement ant the associated apparatus are shortly reviewed.

A DIRECT READING IMPEDANCE METER BASED ON SMITH'S ABACUS, by R. EICHACKER, *Ingénieur à la Société Rohde et Schwartz*. Onde Electrique May 1955 (pages 534 to 541).

The trend of the H.F. technique is towards higher and higher frequencies and this demands appropriate test apparatus.

The author describes in this article the underlying principles and the construction of apparatus, using directional couplers, which permit direct reading on Smith's abacus of impedance, admittance and the propagation constants for frequencies 30 and 300 Mc/s.

The different uses of the method are then described : measurement of objects at a distance by the use of cables, balanced measurements and measurement of transmission constants.

Lastly, some notes are given on the accuracy of the apparatus,

THE STUDY OF ATOMS AND MOLECULES BY EXPERIMENTEAL RADIO TECHNIQUES : PARIS CONVENTION 1954 Onde Electrique May 1955 (Pages 437 to 505

A Convention was held in Paris between May 31st and June 2nd 1954 on the above subject, which was organised by the cooperation of the Société des Radioélectriciens, the Société de Physique and l'Ecole Normale Supérieure.

The members of the Study Group dealing with the investigation of Atoms and Molecules by radio techniques, have drawn up for Onde Electrique a résumé of their report. This work is divided into three chapters :

I. Absorption in the frequency spectrum and dielectric properties.

II. Nuclear paramagnetic resonance — quadripolar nuclear resonance — electronic paramagnetic resonance — polarisation — Faraday effect.

II. Gas — Ionised Gases. The physics of the atmosphere.

SOME APPLICATIONS OF ELLIPTIC WAVES TO ULTRA-HIGH-FREQUENCY AND RADAR TECHNIQUES by G. PIRCHER, *Ingénieur à la Compagnie Française Thomson Houston*. Onde Electrique May 1955 (pages 506 to 519).

After describing an elliptically polarised plane wave, the author reviews various applications — elbows, phase - shifter, omni - polarised aerials, etc.

The improvements in radar results obtainable by the use of elliptically polarised waves are discussed at some length. These include the elimination of disturbing echoes and the reinforcement of the main echoes.

Means of producing polarised waves are reviewed.

The article concludes with a theoretical discussion of the phenomena under consideration and a general method of calculation is indicated.

Many photographs of apparatus and of radar signal displays are included.

ATOMES ET MOLÉCULES PAR ÉTUDES RADIOÉLECTRIQUES : TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES COLLOQUE PARIS 1954

LE COLLOQUE DE 1954 DU GROUPE A.M.P.E.R.E. ET LA SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

PAR

L. BOUTHILLON et E. PICAULT

Anciens Présidents de la Société des Radioélectriciens

Le groupe A.M.P.E.R.E. — ce n'est pas un filleul de l'illustre fondateur de l'électrodynamique mais, comme les communications de M. le Professeur Freymann l'ont appris aux lecteurs de L'ONDE ÉLECTRIQUE, *et pour lui donner son nom, le « Groupe d'informations mutuelles sur les études relatives aux* Atomes et Molécules Par Etudes Radio-Electriques » — *a tenu à Paris, les* 31 *mai*, 1er *et* 2 *juin* 1954, *grâce aux concours de la Société des Radioélectriciens, de la Société de Physique et de l'Ecole Normale Supérieure, un colloque dans lequel ses membres ont exposé leurs travaux les plus récents sur ces importantes questions.*

La Société des Radioélectriciens ne peut manquer de s'intéresser à ces études par lesquelles les techniques de la Radioélectricité et de l'Electronique pénètrent dans les domaines de la microphysique en fournissant des instruments de travail qui permettent d'approfondir nos connaissances sur la structure des atomes et des molécules comme, dans les « espaces infinis », elles ont créé la radioastronomie.

Nous assistons par là aux débuts de la radiospectroscopie, nouvelle branche de la physique, dès maintenant d'une grande importance scientifique et prometteuse de répercussions considérables par ses applications dans diverses techniques.

La Société des Radioélectriciens nous avait demandé de la représenter à ce colloque. Nous avons été impressionnés par le nombre et la qualité des savants qui s'y trouvèrent réunis, par l'importance et la variété des travaux présentés, par l'enthousiasme caché sous la précision et la clarté des exposés, par l'amicale collaboration à une œuvre commune dans sa diversité. En tout cela le groupe A.M.P.E.R.E. est un exemple qui fait honneur à la science française par son dynamisme, par l'étendue et l'importance des résultats. Et nous n'oublions pas les savants étrangers qui ont communiqué leurs recherches ou assisté aux réunions, confirmant ainsi l'intérêt qui s'attachait aux travaux du colloque.

Les lecteurs de L'ONDE ELECTRIQUE *sauront gré à chacun des auteurs des exposés qui suivent d'avoir bien voulu rédiger pour eux un résumé de sa communication. Ces travaux sont groupés ci-dessous en trois chapitres.*

I. — ABSORPTION DANS LE SPECTRE HERTZIEN ET PROPRIÉTÉS DIÉLECTRIQUES.

Il s'agit de l'étude des diélectriques, et notamment de la permittivité complexe

$$\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$$

la partie réelle ε' étant la constante diélectrique et la partie imaginaire ε'' correspondant à l'absorption. Les mesures, qui portent notamment sur l'influence de la fréquence et de la température, fournissent de précieux résultats en particulier sur la structure des liquides et encore plus sur celle des solides.

Il s'agit de questions étudiées depuis longtemps, mais auxquelles l'apparition de nouvelles techniques radioélectriques, notamment dans le domaine des ondes centimétriques et millimétriques, donne maintenant un nouvel essor et de nouveaux moyens d'investigation.

Le paragraphe I — 1° — a pour objet l'aspect technique de la question. Il est divisé en deux parties : l'une A), techniques utilisant les fréquences Kilométriques et plus élevées, l'autre B), fréquences centimétriques et millimétriques.

La seconde section (paragraphe I — 2°) — expose plus spécialement les résultats obtenus, qui s'étendent dans des domaines très variés : structure des liquides ; macromolécules ; problèmes des défauts de réseau dans les solides ; études des substances magnétiques, etc...

II. — Résonance paramagnétique nucléaire Résonance quadrupolaire — Résonance paramagnétique électronique — Polarisation, effet Faraday.

La résonance quadrupolaire nucléaire et la résonance paramagnétique nucléaire sont liées au noyau de l'atome. Elles constituent des moyens précieux d'investigation dans certains problèmes nucléaires. Les recherches faites en vue de l'amélioration des techniques relatives à ce phénomène, et notamment à la mesure de champs magnétiques statiques, sont exposées au paragraphe II — 1° — . Ces études, qui utilisent des procédés radioélectriques classiques, mais cependant délicats à mettre au point, sont appelées à se développer assez rapidement en vue des applications aux recherches sur les atomes, les molécules et le noyau (paragraphe II — 2° —).

La résonance paramagnétique électronique est liée au spin de l'électron dans l'atome. D'importants perfectionnements techniques sont exposés au paragraphe II — 3° —. Dès maintenant ce phénomène constitue un bon moyen de mesure des champs magnétiques en valeur absolue et d'étude de nombreux problèmes physicochimiques.

Liés à la résonance électronique, les phénomènes de polarisation et l'effet Faraday ont donné lieu aux recherches du paragraphe II — 4° — ; le gyrator, utilisé en technique centimétrique, relève de cet effet.

III. — Gaz. — Gaz excités — Physique de l'atmosphère.

Toutes les questions traitées dans ce chapitre intéressent la physique de l'atmosphère. Il s'agit des propriétés diélectriques des gaz et des vapeurs et de leur mesure en ondes centimétriques, de la postluminescence des gaz excités, enfin de la diffraction par des petits obstacles.

Cette rapide énumération donne une idée de l'importance, dès maintenant scientifique et bientôt technique, des recherches en cours. L'analyse chimique sera sans doute le premier domaine industriel important à en tirer parti. Il apparaît urgent que les constructeurs français d'appareils de mesure puissent mettre à la disposition des techniciens et des chercheurs les instruments de travail qui apparaissent dès maintenant nécessaires. Leur mise au point qui trouvera sa base dans les travaux des laboratoires scientifiques, sera grandement facilitée par l'étude des travaux de recherches fondamentales, exposés ci-dessous. Citons, parmi les plus nécessaires immédiatement :

— Les appareils de mesure de l'absorption dipolaire Debye : *générateur, détecteur, ponts Scherring de mesure de ε′ et ε″ (fréquences 100 Hz à 10^7 Hz, température — 180° à + 200°), tracé automatique sur enregistreurs de courbes donnant la constante diélectrique ε′ et l'absorption ε″ en fonction de la température, pour les fréquences déterminées* (10^2, 10^3, 10^4... 10^6 *Hz*) ;

— Les appareils de mesure de l'absorption par rotation moléculaire ; *un ensemble de ce type a été présenté à l'occasion du présent colloque par la Compagnie Française Thomson-Houston* (Matricon & Roubine) ;

— Les appareils pour la mesure de la résonance paramagnétique électronique, *permettant une détermination rapide, avec enregistrement, des courbes donnant la susceptibilité en fonction de l'intensité du champ magnétique ; M.* Uebersfeld *et* Mlle Berthet, *dans les communications qu'on trouvera plus loin, ont construit de tels instruments ;*

— Les appareils pour la mesure de la résonance paramagnétique nucléaire : *spectrographes hertziens dont on trouvera ci-dessous des exemples dans la communication de M.* Gabillard *et dans celle de MM.* Bene, Denis, Exterman, Manus et Mercier ; *électro-aimants analogues à celui décrit par M.* Pontier ;

— Les appareils pour la mesure de la résonance quadrupolaire nucléaire. *M.* Buyle-Bodin *d'une part, M.* Dautreppe *d'autre part, décrivent ci-dessous les réalisations dont pourraient s'inspirer les constructeurs.*

On se rendra compte, par les indications qui précèdent, que le terrain est déjà largement défriché en vue d'études de réalisation sur le plan industriel, et que la collaboration des laboratoires purement scientifiques (notamment du groupe A.M.P.E.R.E.) et des organisations de recherches techniques peut être à la fois avantageuse pour la science et payante pour les constructeurs. Souhaitons que l'effort désintéressé fait jusqu'ici avec éclat, trouve là une première récompense.

Les organisateurs du colloque A.M.P.E.R.E. remercient vivement MM. Bouthillon et Picault, Anciens Présidents de la Société des Radioélectriciens, d'avoir bien voulu représenter la Société des Radioélectriciens à ce Colloque, manifestant ainsi l'intérêt porté aux problèmes nouveaux posés par ces techniques.

Afin de faciliter la compréhension du texte on trouvera ci-dessous une table des matières et une liste des ouvrages à consulter pour avoir une vue d'ensemble de la question.

TABLE DES MATIÈRES

I. Absorption dans le spectre hertzien et propriétés diélectriques.

1° Techniques.

A) *Radiofréquences.*

R. Guillien. Emploi des discriminateurs dans les mesures de permittivité.

A. Lebrun. Utilisation de la résonance de tension pour les mesures de permittivité.

Mme R. Dalbert. Détermination, par l'étude d'un processus de charge, de la constante diélectrique statique et du temps de relaxation, pour des corps de constante de temps de l'ordre de 0,001 s à 100 s environ.

B) *Ondes centimétriques.*

R. Arnoult et A. Lebrun. Sur la mesure, en ondes centimétriques, de la permittivité de diélectriques à fortes pertes.

J. Le Bot et S. Le Montagner. Mesures et calculs simples de ε' et ε'' en ondes centimétriques par la méthode du bâtonnet.

H. Lueg. Méthode de mesure de la constante diélectrique complexe de petits échantillons, en ondes centi et décimétriques.

J. Ph. Poley. Technique de mesure de la relaxation des liquides polaires en ondes centimétriques.

R. Rocherolles. Appareillage de mesure en ondes millimétriques.

M. L. Toppinga. Méthode de détermination rapide de la valeur de l'impédance, du taux d'ondes stationnaires ou de la phase d'une charge inconnue, dans la région des ondes centimétriques ; réalisations.

M. Raoult. Un mode d'oscillation des triodes.

2° Quelques résultats.

Mlle L. de Brouckere. L'emploi des ondes radioélectriques pour l'étude de la structure des macromolécules.

P. Caillon. Relaxation électrique et mécanique dans les hauts polymères.

R. Rohmer, Mme M. Freymann, R. Freymann. Etude des niveaux d'énergie dans les solides par la méthode d'absorption dipolaire.

J. Meinnel. Elimination graphique du terme de conductivité dans les mesures de ε' et ε'' en ondes Kilométriques. Applications.

I. Epelboin. Sur quelques causes d'erreurs dans l'étude des substances magnétiques aux fréquences radioélectriques.

II. Résonance paramagnétique électronique. Résonance paramagnétique nucléaire. Résonance quadrupolaire nucléaire. Polarisation ; Effet Faraday.

1° Résonance paramagnétique nucléaire.

G. Bene, P. Denis, R. Extermann, C. Manus, R. Mercier. Résonance et relaxation nucléaire en champ alternatif.

C. Manus, R. Mercier, G. Bene, P. Denis, R. Extermann. Contribution à l'étude des dispositifs de résonance nucléaire.

R. Gabillard. Un nouveau type de spectrographe hertzien particulièrement adapté à la réalisation de dispositifs cryogéniques et de mesureurs de champ magnétique.

J. Pontier. Réalisation des champs magnétiques très homogènes pour l'étude des structures fines en résonance paramagnétique nucléaire.

2° Résonance quadrupolaire nucléaire.

M. Buyle-Bodin. Spectrographe hertzien pour l'étude de la résonance quadrupolaire nucléaire.

D. Dautreppe. Résonance quadrupolaire à basse température.

3° Résonance paramagnétique électronique.

Mlle G. Berthet. Spectrographe pour résonance paramagnétique électronique.

C. Ryter, R. Lacroix, R. Extermann. Un spectrographe hertzien de grande résolution permettant l'observation séparée de l'absorption et de la dispersion paramagnétique dans la bande de 3 cm.

J. UEBERSFELD. Réalisation d'un appareillage de grande sensibilité pour la détection de la résonance paramagnétique électronique à 9.200 MHz.

J. PAULEVE. Appareillage pour l'étude de la résonance paramagnétique et ferromagnétique à 9 000 MHz.

R. GABILLARD et C. GERMAIN. Mesure absolue des champs magnétiques au moyen de la résonance électronique. Etalonnage d'un jeu de bobines d'Helmholtz.

J. COMBRISSON. Utilisation de la résonance paramagnétique électronique pour l'étude de certains problèmes de biologie.

1° Polarisation. Effet Faraday.

Mme J. SOUTIF. Détection et mesure de l'effet Faraday à 3 000 MHz.

RAOULT. Un analyseur de vibration dans un guide circulaire.

III. GAZ. GAZ EXCITÉS. PHYSIQUE DE L'ATMOSPHÈRE.

A. BATTAGLIA et A. GOZZINI. Un appareil pour l'étude de la dispersion des gaz et des vapeurs dans la bande des hyperfréquences.

F. BRUIN et F. W. HEINEKEN. Mesure de l'indice de réfraction aux ondes hertziennes des gaz sous la pression atmosphérique.

TACHON, KAHAN, VASSY. Constante diélectrique de gaz et vapeurs en hyperfréquences. Méthodes et appareillages expérimentaux.

I. EYRAUD et J. JANIN. Postluminescence des gaz excités par des impulsions d'ondes centimétriques.

CHAMBRON, KAHAN, VASSY. Etude de la diffraction par des obstacles de faible diamètre en vue de l'application à la Physique de l'atmosphère. Appareillage.

OUVRAGES A CONSULTER

(liste établie par M. le Professeur KASTLER)

Rapports généraux.

Comptes rendus du Congrès de Spectroscopie des radiofréquences, Amsterdam 1950, *Physica* 1951, *17*, 169-484, voir en particulier : C. J. GORTER, Spectroscopy of radiofrequencies, *Physica* 1951, *17* ; 169 C. J. GORTER, La Spectroscopie des Ondes hertziennes, *Experientia* 1953, *9*, 161.

M. BRAUNBEK, Hochfrequenzspektrosokopie, *Die Naturwissenschaften*, 1949, *36*, 98, 338.

Spectroscopie hertzienne des gaz.

B. BLEANEY, The radiofrequency spectroscopy of gases, *Reports* on *Progress in Physics*, 1946-47, XI, 178.

M. GORDY, Microwave Spectroscopy, *Rev. Modern Phys.*, 1948, *20*, 668.

Mme FREYMANN, R. FREYMANN et J. LE BOT. Le spectre ultrahertzien et la structure moléculaire. *Journal de Physique*, 1948, *9*, I D, 290 et 45 D.

R. FREYMANN. La spectroradioélectricité : *Onde électrique*, 1950 et 1952, *32*, 471.

B. KOCH. Experimentalle Grundlagen der Spektroskopie des Zentimeter und Millimeter Gebietes, Ergebnisse exakt. *Naturwiss*, 1951, *24*, 222.

W. MAIER. Die Microwellenspektren molekularer Gase und ihre Auswertung. Ergebnisse exakt. *Naturwiss*, 1951, *24*, 275.

W. GORDY, W. V. SMITH, R. F. TRAMBARULO, Microwave Spectroscopy. (Wiley New-York, 1953).

E. ROUBINE. La Spectroscopie en micro-ondes hertziennes. — *Journal de Chimie Physique*, 1953, *50*, fascicule nov. déc.

Spectroscopie hertzienne des solides.

Mme FREYMANN et R. FREYMANN. Spectre hertzien et structure des solides : Absorption Debye des solides dans le spectre hertzien. *Journal de Physique*, 1953, *14*, 203 ; 1954, *15*, 82 ; 1954, *15*, 165 ; 1954, 15, 217.

F. H. MULLER et C. SCHMELZER. Le comportement diélectrique en relation avec la structure polaire de la matière. Ergebnisse des exakten Naturwissenschaften, 1951, *25*, 359.

Digest of the litterature in dielectrics (Publication annuelle Nat. Ac. of Sc. National Research Council, Washington D C).

Résonance magnétique électronique.

J. B. KELLOG et S. MILLMAN. The Molecular beam magnetic resonance method. The radiofrequency spectra of atoms and molecules. *Rev. Modern. Physics*. 1946, *18*, 323.

J. UEBERSFELD et J. COMBRISSON. Résonance paramagnétique électronique. Historique et principaux résultats. *Journal de Physique* 1953, *14*, 104.

B. BLEANEY et K. M. STEVENX. Paramagnetic, Resonance. *Reports on Progress in Physics*, 1953, *16*, 108.

B. M. KOZYREV. La Résonance paramagnétique. *Journal de Chimie Physique*, 1953, *50*, Fascicule novembre-décembre.

Polarimétrie hertzienne et résonance magnétique.

R. MALVANO. The Zeeman and other magneto — optical effects in the microwave région, Il Nuovo Cimento, 1952, 9, Supplém. N° 3340.

A. KASTLER. La polarimétrie dans le domaine des ondes hertziennes. II Nuovo Cimento, 1952, 9, Supple. Nº 3315. et Article à paraître au Journal de Physique.

Résonance nucléaire.

J. B. KELLOG et S. MILMAN. The molecular beam magnetic resonance method. The radiofrequency spectra of atoms and molecules. *Rev. Modern. Phys.*, 1946, *18*, 323.

M. SOUTIF. Le Paramagnétisme nucléaire. *Journal de Physique*, 1949, *10*, 61 D.

G. E. PAKE. Fondamentals of nuclear magnetic resonance absorption. I et II *American Journal of Physics*, 1950, *18*, 438 et 473.

N. F. RAMSEY. Nuclear Moments and Statistics *(Experimental Nuclear Physics*, J. Wiley, New-York, 1953, Y. 358).

R. V. POUND. Nuclear Paramagnetic Resonance *(Progress in nuclear Physics*, Pergamon, London 1952, *2*, 21.

P. GRIVET, R. GABILLARD, Y. AYANT et A. BASSOMPIERRE. Résonance magnétique et quadrupolaire nucléaire. *Journal de Chimie Physique*, 1953, *50*, fascicule novembre-décembre.

F. BLOCH. Nuclear Introduction. *Physics*, 1951, *17*, 272.

J. C. PECKER. Les moments nucléaires et la structure du noyau. *Journal de Physique*, 1951, *12*, 682.

G. J. BENE. Détermination des moments nucléaires à partir des Spectres hertziens. *Journal de Physique*, 1952, *13*, 474.

I. — ABSORPTION DANS LE SPECTRE HERTZIEN ET PROPRIÉTÉS DIÉLECTRIQUES

1° — TECHNIQUES

A. — *RADIOFRÉQUENCES*

EMPLOI DES DISCRIMINATEURS DANS LES MESURES DE PERMITTIVITÉ

PAR

Robert GUILLIEN

(*Institut de Physique de l'Université de la Sarre, Sarrebruck*)

Les discriminateurs dont nous nous occupons ici sont des discriminateurs de fréquence. Dans la région essentielle de leur caractéristique ils donnent une tension V proportionnelle à $F_d - F_e$.

F_d désignant la fréquence sur laquelle le discriminateur est accordé.

F_e désignant la fréquence de la tension appliquée à son entrée.

En introduisant de tels discriminateurs dans les mesures de permittivités nous avons eu deux buts :

1° augmentation de la sensibilité, de manière à pouvoir soit étudier les propriétés de très petits échantillons, soit mesurer de très faibles variations de la constante diélectrique ;

2° automatisme des mesures, de manière à ce que la tension V agisse, par l'intermédiaire d'un servomécanisme, sur la capacité variable étalonnée et permette l'enregistrement de ses variations.

Le premier modèle de discriminateur que nous décrivons a été réalisé avant tout pour mesurer de très faibles variations de capacité, le second l'a été en vue de l'enregistrement.

I. — Discriminateur HF sur 472 kHz.

On pourrait opérer avec F_d fixe. La capacité x à mesurer serait en parallèle avec une capacité variable étalonnée C située aux bornes de la bobine de self d'un oscillateur de fréquence F_e. On ajusterait C de manière que V soit nul, c'est-à-dire que $F_d = F_e$ = constante ou $C + x$ = constante. Ce procédé n'est pas à recommander ici où nous cherchons la sensibilité maxima. En effet la fréquence F_e d'un oscillateur à tube électronique non stabilisé par quartz dépend légèrement des caractéristiques de ce tube. Il en résulte qu'il est délicat de réaliser la constance de F_e à beaucoup mieux que 10^{-5} près, même avec des tensions d'alimentation stabilisées.

On évite cette difficulté en branchant la capacité x à mesurer et la capacité variable étalonnée C sur un circuit du discriminateur. L'oscillation de fréquence F_e sera stabilisée par quartz (fig. 1). L'oscillateur est séparé du discriminateur par un étage limiteur pour éliminer l'effet éventuel de variations d'amplitude de l'oscillation. Le discriminateur est du type classique de Foster-Seeley (1) employé pour la réception des ondes modulées en fréquence, aussi nous supposerons sa théorie connue. La propriété

utilisée ici est simplement que la tension continue de sortie entre cathodes des diodes est de la forme $K\ (F_d - F_e)$.

Le coefficient K (Volts/Hertz) est d'autant plus élevé que le facteur de surtension Q du circuit secondaire est plus grand. Aussi dans une réalisation de ce

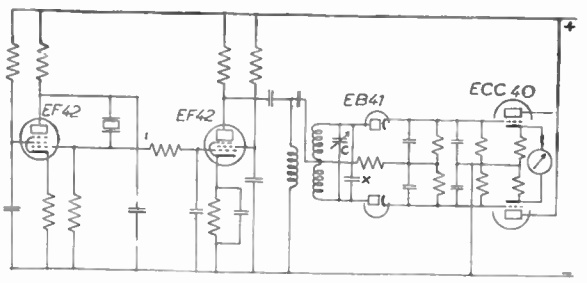


FIG. 1

dispositif que j'avais faite en 1912 les bobinages avaient leur circuit magnétique en fer divisé. Cet appareil manquait de stabilité. L'examen à l'oscillographe cathodique de la tension continue de sortie V montrait un bruit de fond important avec des fluctuations de fréquence basse particulièrement intenses au voisinage de $V = 0$ donc malheureusement à l'endroit le plus gênant.

Le même dispositif a été repris à Sarrebruck avec des tensions d'alimentation très bien stabilisées et un oscillateur stabilisé par quartz sur 472 kHz. M. HASER constata (2) que, avec des bobinages en pot de fer divisé, les fluctuations correspondaient à un ΔC de 0,02 picofarad; il remplaça ces bobinages par des bobinages à air ce qui abaissa considérablement le bruit de fond. En adoptant comme condensateur C un condensateur variable spécialement construit pour éviter tout contact mobile, l'examen à l'oscillographe n'a plus montré de bruit de fond sensible.

Cet appareil n'atteint son zéro stable qu'au bout d'un temps assez long de l'ordre de deux heures, la dérive constatée est due essentiellement à une augmentation de capacité anode-cathode de la double diode au cours de son échauffement. Ceci montre la nécessité de stabiliser le courant de chauffage. Une stabilisation au moyen d'un « Réguvolt » a été tout à fait suffisante.

Actuellement on peut déceler des variations instantanées de capacité de l'ordre de 10^{-5} pF sur une capacité totale de 50 pF. Une variation de capacité de 10^{-4} pF donne sur le galvanomètre de sortie une déviation de 45 mm (courant de 9 microampères). Une augmentation de sensibilité exigerait une augmentation de stabilité, à rechercher tout d'abord en plaçant le discriminateur dans une enceinte à température constante : en effet un échauffement de 0,01° C produit la même variation de F_d qu'une augmentation de 10^{-4} pF de la capacité de mesure x.

Ce discriminateur est prévu pour mesurer la constante diélectrique de monocristaux de l'ordre de quelques mm³ en fonction de la température et de l'orientation. Il a permis de découvrir que la constante diélectrique de certaines matières plastiques change par traction et présente des effets de relaxation du même genre que ceux observés par Mr Winaver sur leurs biréfringences mécaniques (3) (4).

II. — DISCRIMINATEUR POUR MESURE AUTOMATIQUE ET ENREGISTREMENT DE ε'.

Le discriminateur précédent permettrait des mesures automatiques de capacité : il suffirait d'envoyer la tension V à un servomécanisme qui fasse varier la capacité C jusqu'à ce que V soit nul.

Nous disposions d'un appareil de mesures de capacités en HF par la méthode classique des battements. Ces battements sont produits en envoyant sur deux grilles d'une triode-hexode l'oscillation d'un oscillateur de référence de fréquence fixe F_0 et l'oscillation de fréquence F_1 provenant d'un oscillateur dont le circuit oscillant a en parallèle à ses bornes la capacité x à mesurer et la capacité C variable étalonnée. La tension de fréquence $|F_0 - F_1|$ était après amplification envoyée à un haut-parleur (réglage grossier) et à un œil magique (réglage fin). Cette méthode classique présente deux inconvénients.

1° lorsque F_1 tend vers F_0 il arrive un moment où les deux oscillateurs se synchronisent, d'où une imprécision dans la mesure de x d'autant plus gênante en valeur relative que F_0 est plus basse.

2° elle ne se prête pas à l'automatisme.

Notre appareil comportant 6 gammes de mesure (de 40 kHz à 12 MHz) nous avons reculé devant la construction de 6 discriminateurs HF et avons préféré remplacer le haut-parleur et l'œil magique par un discriminateur basse fréquence fonctionnant sur une fréquence F_2. On peut en choisissant une valeur suffisante pour F_2 éviter la synchronisation, tout en disposant d'une tension continue V de la forme $K\ (F_0 - F_1 - F_2)$ dans la partie droite de la caractéristique du discriminateur. La tension V permettra le réglage automatique tel que $C + x =$ constante et par suite l'enregistrement de la valeur de C (donc de x).

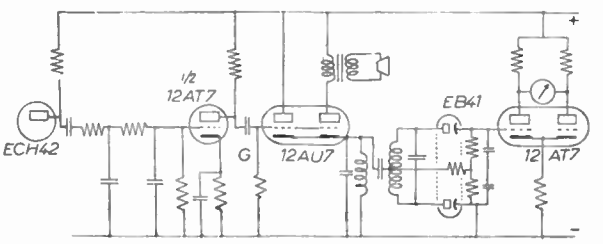


FIG. 2

Le premier discriminateur BF utilisé était du type Foster-Seeley (fig. 2), son primaire était alimenté par une lampe à cathode asservie pour éviter le rétrécissement du domaine utile par la résonance du primaire. La caractéristique (fig. 3) avait une pente de 9 volts/hertz dans sa partie rectiligne. Une telle pente est trop élevée quand F_0 est supé-

rieure au mégahertz par suite du manque de stabilité.

Nous avons alors remplacé ce discriminateur par un dispositif à résistances et capacités de caractéristique beaucoup plus favorables pour la commande d'un servomécanisme. La tension BF recueillie en G est envoyée à la double diode par le dispositif représenté fig. 4. La caractéristique (fig. 4) a une pente environ 50 fois plus faible que celle du dispositif de Foster-Seeley, mais le domaine où peut fonctionner un servomécanisme en cas de variation rapide de x est bien plus étendu.

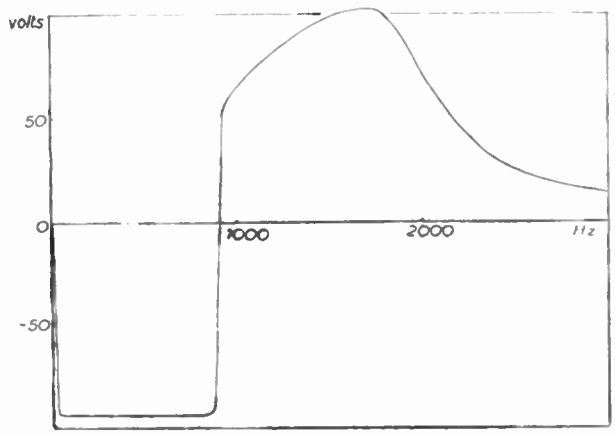


FIG. 4

[1] D. E. FOSTER et S. W SEELEY, *Proc. I.R.E.*, *25*, 1937, p. 289.
[2] L. HASER, Diplômes d'Etudes Supérieures, Sarrebruck 1953.
[3] A. WINAVER, Comptes Rendus, *238*, 1954, p. 463.
[4] A. WINAVER, Comptes Rendus, *238*, 1954, p. 1810.

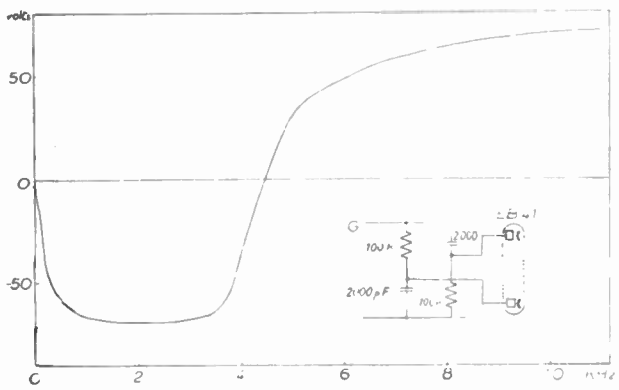


FIG. 5

UTILISATION DE LA RÉSONANCE DE TENSION POUR LES MESURES DE PERMITTIVITÉ DE 0,1 A 50 MHz

PAR

André LEBRUN

Laboratoire de Radioélectricité de la Faculté des Sciences de Lille

Obtenir directement, pour tout le spectre hertzien, les courbes ε' et ε'' fonction de la fréquence et pour diverses températures, semble rester la préoccupation de tous les chercheurs qui, à partir de mesures de permittivité, veulent obtenir des renseignements directement interprétables sur les diélectriques. A notre connaissance il n'existe pas actuellement de méthode permettant d'obtenir rapidement ces résultats et il nous semble que l'utilisation de la résonance de tension reste le procédé le plus pratique et le plus sensible pour l'étude de très nombreuses substances.

L'intérêt du circuit présenté est d'obtenir rapidement, pour de nombreuses fréquences, les valeurs de ε' et ε''. Avec γ la capacité active de la cellule de mesure $C_{2,v}$, $C_{2,r}$, $\delta C_{2,v}$, $\delta C_{2,r}$, les valeurs des capacités et les demi-largeurs des courbes de résonance correspondantes à la cellule vide, puis remplie, on a

$$\varepsilon' - 1 = \frac{C_{2,v} - C_{2r}}{\gamma} \quad (1) \quad \text{et} \quad \varepsilon'' = \frac{\delta C_{2,r} - \delta C_{2,v}}{\gamma} \quad (2)$$

Le circuit résonnant est constitué de deux parties A et B. La partie A reste la même pour toutes les fréquences utilisées ; elle est constituée d'un élément coaxial (de longueur quelconque) portant à son extrémité la cellule de mesure (capacité coaxiale bien définie) et, en shunt, le plus près possible de la cellule, deux condensateurs variables coaxiaux micrométriques formant C_2 ; sur le premier on obtient une valeur proportionnelle à $(\varepsilon' - 1)$; sur le second une valeur proportionnelle à $(\varepsilon'' + c^{te})$.

On mesure (par détection du type série à diode ou à cristal) une grandeur proportionnelle à la différence de la tension $V_N - V_M$.

La partie B est, pour une fréquence F_i, constituée d'une self L_i, d'une capacité ajustable à air C_i et d'une boucle d'excitation G_i. Ces éléments sont rigidement fixés dans un boîtier en duralumin qui s'embroche, par l'intermédiaire d'une bague de centrage, sur la partie coaxiale de A.

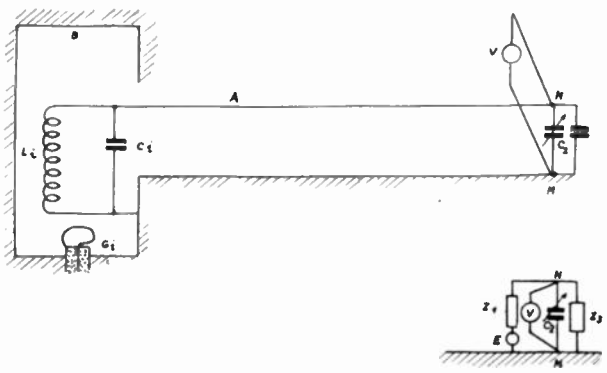


FIG. 1

La fidélité de l'embrochage est bonne et les conditions de résonance de l'ensemble ne sont pas modifiées par des mises en place successives. On réalise autant de parties B que de points choisis sur l'échelle des fréquences.

Pour chaque fréquence F_i, on effectue initialement un préréglage du circuit B (par un choix convenable de L_i, C_i, et G_i) de façon à obtenir (pour une cellule vide donnée) la résonance avec :

1° la même valeur de la capacité du condensateur de mesure C_2 ;

2° une amplitude sensiblement constante de la tension détectée (afin de pouvoir utiliser dans toutes les mesures la même sensibilité du voltmètre).

Pour une cellule vide de capacité active convenable, on relève les largeurs des courbes de résonance aux différentes fréquences. Le diélectrique est ensuite introduit dans la cellule et cette dernière placée dans un thermostat (température T_1) Pour rétablir la résonance il faut modifier la capacité $C_{2,v}$ et lui donner la valeur $C_{2,r}$; d'autre part, on relève à chaque fréquence une nouvelle largeur de courbe de résonance. De ces mesures on déduit ε' et ε'' à toutes les fréquences.

Le thermostat est ensuite porté à une température T_2 et une nouvelle série de mesure effectuée.

Si ε' reste constant à toutes les fréquences on obtient la résonance pour la même position $C_{2,r}$. Si ε'' reste constant à toutes les fréquences on obtient des largeurs de courbe de résonance qui ne diffèrent de celles à vide que d'une constante.

L'existence, dans le domaine de fréquence considéré, d'une dispersion du type Debye (ou d'une façon générale, d'une discontinuité de la permittivité — quelle que soit sa nature) est directement décelable. L'existence d'une conductibilité ε''_σ (avec $\varepsilon' = c^{te}$) donne des modifications (de la largeur de la courbe de résonance) variant comme $\frac{1}{T}$.

Un tel dispositif permet de faire des mesures rapides dans le domaine de 0,1 à 50 MHz. Pour les fréquences de 50 à 100 MHz, il est utile de faire quelques corrections dues à l'influence des connexions (elles sont rigoureusement calculables dans le cas de connexions coaxiales).

Annexe I. — Corrections à effectuer quand la cellule est placée à l'extrémité d'une ligne coaxiale (d'impédance caractéristique Z_c) à la distance l de $N\,M$.

Soient : $G_3 - j\,B_3 = \frac{1}{Z_c}\coth(u_3 + jv_3)$ les composantes d'entrée de l'ensemble ligne-cellule vue de $N\,M$.

$G'_3 - j\,B'_3 = \frac{1}{Z_c}\coth(u'_3 + jv'_3) = \gamma\,\omega\,\varepsilon'' + j(C_0 + \varepsilon'\gamma)\,\omega$ les composantes d'entrée de la cellule seule.

$B_{2,v}$; $B_{2,r}$; $B_{2,0}$ la susceptance du condensateur variable réglé pour obtenir la résonance

1° cellule vide ;

2° cellule remplie ;

3° en l'absence de la ligne et de la cellule.

$P = \alpha + j\beta$ la constante de propagation de la ligne reliant la cellule à $N\,M$; aux fréquences considérées on peut admettre que α est négligeable.

on a : $B_{3v} = B_{20} - B_{3v}$; $B_{3r} = B_{20} - B_{3r}$

$$G_{3r} = \omega\,(\delta C_{2r} - \delta C_{2v})$$

L'admittance d'entrée d'un élément de ligne (de longueur 1) terminé par une admittance dont les composantes circulaires sont u'_3 et v'_3 est donnée par $Y_3 = \frac{1}{Z_c}\coth[\alpha l + u'_3 + j(\beta 1 + v'_3)]$. Dans le cas actuel ($\alpha \neq 0$) on a : cellule vide $u'_3 = 0$

$$-j\,Z_c\,B_{3v} = -j\cot g(\beta 1 + v'_{3v})$$

cellule remplie

$$Z_c\,(G_{3r} - jB_{3r}) = \coth[u'_{3r} + j(\beta 1 + v'_{3v})]$$

L'abaque de Smith permet d'obtenir : v'_{3v}, u'_{3r}, v'_{3r}. (Pour de nombreuses déterminations ces valeurs peuvent être obtenues par le calcul en utilisant la relation approchée :

$$Z_c\,(G_{3r} - jB_{3r}) \# u'_{3r}\,(1 + \cot g^2(\beta 1 + v'_{3r}) - j\cot g(\beta 1 + v'_{3r})$$

De v'_{3v}, u'_{3r} et v'_{3r} on déduit :

B'_{3v}, G'_{3r}, B'_{3r} et

$$\varepsilon' - 1 = \frac{B'_{3v} - B'_{3r}}{\gamma\omega} \qquad \varepsilon'' = \frac{G'_{3r}}{\gamma\omega}$$

Exemple. Pour une liaison coaxiale (impédance caractéristique 50 Ω) de longueur 15 cm, une cellule de capacité active 0,5 pF, de capacité résiduelle 1 pF et un diélectrique $\varepsilon^* = 8 - j_2$, l'erreur commise en utilisant sans correction les relations (1) et (2) est de l'ordre de 2 % pour une fréquence de 10 MHz, de 3,5 % pour 50 MHz, de 6 % à 60 MHz.

DÉTERMINATION, PAR L'ÉTUDE D'UN PROCESSUS DE CHARGE, DE LA CONSTANTE DIÉLECTRIQUE STATIQUE ET DU TEMPS DE RELAXATION, POUR DES CORPS DE CONSTANTE DE TEMPS DE L'ORDRE DE 0,001 s A 100 s ENVIRON

PAR

Mme Renée DALBERT

Ingénieur-Docteur, Laboratoire de Chimie Physique de la Faculté des Sciences de Paris

Le problème s'est en effet posé, depuis quelques années, d'étudier des phénomènes de très grande constante de temps. Ceux-ci peuvent en particulier se produire, comme nous l'avons vu nous-mêmes, sur les alcools à l'état solide (1), ou sur les caoutchoucs chargés de noir de carbone (2).

Principe et caractéristiques de la méthode.

On étudie, en fonction du temps, le courant s'écoulant dans un dielectrique, lorsqu'on le charge par une tension linéaire en fonction du temps :

$$V = \frac{V_0}{T} t$$

Si l'on admet, avec Cole Davidson et Auty (3) le schéma de la figure 1 comme schéma représentatif

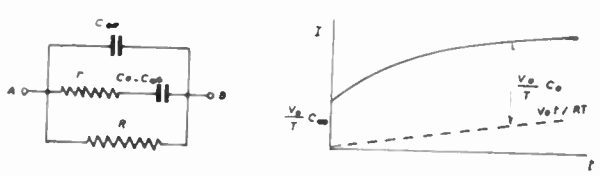


Fig. 1

d'un diélectrique présentant une seule constante de temps, le courant total passant entre A et B aura la forme :

$$I = \frac{V_0}{T}\left[C_\infty + (C_0 - C_\infty)\left(1 - e^{-\frac{t}{r(C_0 - C_\infty)}}\right) + \frac{t}{R}\right]$$

Remarquons tout de suite que :

1. Une telle étude concernant exclusivement un phénomène transitoire, ne pourra donner, sans hypothèses mathématiques souvent arbitraires, les valeurs de ε' et ε'' en fonction de la fréquence.

2. La formule ci-dessus suppose d'abord que le schéma équivalent choisi est véridique, ce qui est probable, mais en outre que le corps étudié ne présente qu'un seul temps de relaxation, ce qui est beaucoup plus douteux pour de telles valeurs.

Caractéristiques de l'équipement.

Nous connaissons deux réalisations pour ce type de mesures, celle de Meakins (4) qui effectue une étude périodique pour $f \geqslant 0{,}5$ c/s, celle de Cole (3) qui effectue une étude transitoire par charge sous une tension linéaire de 1,5 sec. à 5.10^{-5} sec. L'oscillographe d'observation ayant une fréquence minima de l'ordre de 20 c/s, les phénomènes de longue durée ne sont observables qu'en enregistrant la courbe en un certain nombre de fractions sur caméra avec film tournant.

Nous nous sommes attachés dans notre réalisation à deux points principaux :

1. Etendre considérablement la zone de mesure vers les grandes durées : 450 s, pour permettre l'observation facile d'un phénomène de constante de temps 100 s.

2. Observer facilement la courbe grâce à un simple appareil photo, ce qui nécessitait la réalisation d'un

oscillographe permettant l'enregistrement de phénomènes transitoires de longue durée.

Notre appareil fonctionne avec une alimentation stabilisée. L'étage fournissant la tension linéaire sert à la fois de générateur pour l'échantillon et de base de temps pour l'oscillographe. Le courant I passant dans le condensateur de mesure C_m donne une tension $R_m I$ que l'on applique à l'amplificateur.

Nous donnons sur la figure 2 le schéma d'ensemble.

Les performances de l'appareil sont les suivantes :

Durée max de montée de la tension linéaire 450 s.

Durée min de montée de la tension linéaire 1/150 s.

Tension variable sur chaque lampe finale : 180 V avec une linéarité de 2 %.

Balayage déclenché ou relaxé grâce à un flip-flop actionnant un relais.

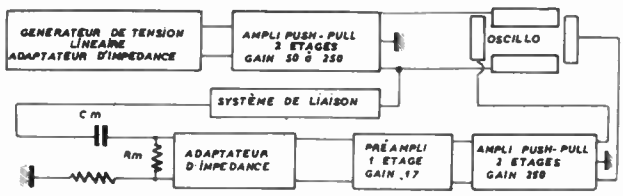


FIG. 2

CIRCUIT DE CHARGE.

La tension linéaire est obtenue par la charge d'un condensateur par un courant constant.

Pour les très longues durées, on charge des condensateurs de 2 200 pF et 500 pF par le courant grille rigoureusement constant (5.10^{-11} A environ) d'un 6 AU 6 sous-chauffée.

Pour les durées inférieures à 20 s, on prend 3 % de la charge totale de condensateurs de valeur comprise entre 3,5 μF et 4 000 pF. Le courant de 0,5 μA est fourni par la haute tension à travers une résistance de 1 200 M Ω. Le réglage de la durée de montée en tension se fait par la variation du coefficient d'amplification du push-pull, la montée étant automatiquement coupée lorsque la différence de tension entre les plaques horizontales de l'oscillographe atteint 360 V.

DIFFICULTÉS DE RÉALISATION.

Ces difficultés sont nombreuses car les exigences électroniques à satisfaire sont sévères. Elles sont dues essentiellement :

1. à la nécessité d'une linéarité de 1 % pour l'amplificateur, les tensions engendrées devant servir d'échelle de temps, ce qui a nécessité un choix rigoureux des lampes et des résistances dans les étages symétriques.

D'autre part les questions de stabilité, dérive du 0, ronflement, sont assez critiques sur un amplificateur à courant continu de gain 5 000.

2. La nécessité de résistances d'isolement très élevées : tous les éléments se trouvant en parallèle sur le circuit de charge (relais, commutateur, socle, impédance d'entrée des lampes) doivent avoir une résistance d'isolement de l'ordre de 10^{14} Ω pour ne pas amortir la charge en raison des faibles courants utilisés et des longues durées de charge.

Quoi qu'il en soit, une fois réalisé, cet appareil peut apporter de grandes possibilités dans une zone de mesures jusqu'ici peu ou pas explorée.

RÉFÉRENCES

[1] DALBERT R., *J. Chim. Phys.*, 1953, 50, 329.

[2] DALBERT R., *Rev. Gén. Caout.*, 1952, 29, 515.

[3] COLE R. H., DAVIDSON D. W., AUTY R. P., *Rev. of Sc. Inst.*, 22, 678, 1951.

[4] MEAKINS R. J., MULLEY J. W. *Aust. J. of Sc. Res.*, 1951, 4, 365.

[5] L'O.S.R. 167. *Toute la Radio*, n° 164-5-6 et 7.

B. — ONDES CENTIMÉTRIQUES

SUR LA MESURE, EN ONDES CENTIMÉTRIQUES, DE LA PERMITTIVITÉ DE DIÉLECTRIQUES A FORTES PERTES

PAR

R. ARNOULT et A. LEBRUN

Laboratoire de Radioélectricité, Faculté des Sciences de Lille

I. — L'une des méthodes permettant d'obtenir, en UHF, les composantes de la permittivité complexe $\varepsilon^* = \varepsilon' - j\varepsilon''$ d'un diélectrique, consiste à placer une épaisseur h de la substance à l'extrémité d'une ligne coaxiale (ou d'un guide d'ondes) terminée par un court-circuit et à déterminer les composantes, G et B, de l'admittance (réduite) d'entrée de la « cellule » en mesurant le taux d'ondes stationnaires S et le déplacement l subi par un nœud de tension quand on remplit la « cellule ».

Cette mesure pouvant devenir difficile si le corps est fortement absorbant, nous nous proposons de présenter quelques remarques concernant : 1° Le choix des paramètres dont on peut disposer ; 2° l'appréciation de l'erreur commise sur ε' et ε'' ; 3° La possibilité d'améliorer facilement, dans certains cas, les conditions de la mesure. Nous nous bornerons à considérer le cas où la substance étudiée est non magnétique et où la propagation dans le guide utilisé s'effectue suivant un mode H. Avec les notations usuelles on a alors pour l'admittance réduite d'entrée de la « cellule » :

$$\mathcal{Y}/Y_0 = G - jB = Y'_0/Y_0 \coth \gamma h = -\frac{j\lambda_g}{2\pi h} \cdot \gamma h \coth \gamma h$$

Si l'on se donne ε', ε'' et les deux paramètres $p = h/\lambda$ *et* $d = (\lambda/\lambda_c)^2$ on peut, soit par le calcul soit en utilisant l'abaque [1] $G - jB = -j\,(U + jV)$ coth $(U + jV)$ déterminer rapidement G et B, placer sur le diagramme de SMITH le point N correspondant, lire S et l et en déduire si l'on se trouve, ou non, dans de bonnes conditions de mesure; S ne doit pas être trop grand, ni l trop faible — les limites (pour obtenir une précision donnée) dépendant évidemment de la qualité du mesureur d'ondes stationnaires dont on dispose. En traçant, pour une substance donnée, le lieu du point N quand p et d varient, on peut déterminer les valeurs optima de ces deux paramètres.

a) *Mesures effectuées en utilisant une ligne coaxiale* ($d = 0$) : le choix ne peut porter que sur la valeur de l'épaisseur h du diélectrique.

On a tracé sur la fig. 1 le lieu du point N pour : (A) $\varepsilon' = 5$ $\varepsilon'' = 0{,}5$; (B) $\varepsilon' = 8$ $\varepsilon'' = 8$ (Cas du méthanol, à $t = 20°$ et $F \simeq 10000$ *MHz*). On voit que N décrit une spirale s'enroulant lentement autour du point asymptote (A_0) si le corps présente une absorption relativement faible ($tg\ \delta = 0{,}1$), tendant rapidement vers celui-ci (B_0) si le corps est fortement absorbant. Dans le premier cas la mesure pourra être effectuée dans de bonnes conditions en prenant, par exemple, le point N sur l'arc $A_1\ A_2$ ($0{,}30 < h/\lambda < 0{,}38$) : la valeur de h n'est pas critique. Il n'en est plus de même dans le second cas : la courbe B montre qu'il faudrait prendre h de l'ordre de 0,08 λ — valeur qui peut être trop faible pour être déterminable avec précision ; on voit, en outre, qu'on ne pourrait, dans ce cas, avoir un déplacement l, d'un nœud de tension supérieur à 0,015 λ.

Quand p est suffisamment grand (supérieur à une valeur que nous désignerons par p_0) coth γh devient pratiquement égal à l'unité : N est confondu avec le point asymptote N_0 ; h joue alors le rôle d'une épaisseur « infinie ». Pour les deux exemples choisis ceci est réalisé, à 1 % près, pour $p_0 = 4$ et 0,3. Les coordonnées g_0 et b_0 du point asymptote N_0 sont respectivement égales à n *et à* k, composantes de l'indice de réfraction complexe de la substance. La simplicité de ce résultat inciterait à effectuer la mesure en utilisant une épaisseur « infinie » (les valeurs de p_0 étant — en ondes centimétriques — aisément réalisables dès que le corps est fortement absorbant) ; malheureusement, les conditions de la mesure sont, en général, mauvaises (cf paragraphe 2).

b) *Mesures effectuées en utilisant un guide d'ondes.* On peut, dans ce cas, choisir la valeur de p et (au moins dans une certaine mesure) celle de d. On a tracé, sur la fig. 1, la courbe (C) correspondant à $\varepsilon' = 8$, $\varepsilon'' = 8$ pour $d = 0{,}5$. On voit que, pour des corps

absorbants, on améliore les conditions de la mesure en prenant — toutes choses égales d'ailleurs — une faible valeur de d. Généralement on utilise le guide avec d de l'ordre de 0,5. La diminution de la valeur de ce paramètre est limitée par la possibilité d'apparition de modes secondaires de propagation ; si l'on utilise le mode $H_{1,0}$ on peut, par exemple, descendre sans risques jusqu'à $d = 0{,}3$.

II. — En déterminant le point N pour les valeurs $\varepsilon' \pm \delta\varepsilon'$, $\varepsilon'' \pm \delta\varepsilon''$ on peut tracer sur l'abaque de Smith le quadrilatère curviligne $\mathcal{Q}$ correspondant à une erreur relative donnée sur ε^*. On a tracé sur la fig. 1 (pour la substance de permittivité $\varepsilon' = 5$, $\varepsilon'' = 0{,}5$) les quadrilatères $\mathcal{Q}$ correspondant à $\frac{d\varepsilon'}{\varepsilon'} = \frac{d\varepsilon''}{\varepsilon''} = 10\ \%$ quand la mesure est effectuée en utilisant une ligne coaxiale ($d = 0$) et en prenant $p = 0{,}1$, 0,2, 0,325 ou l'infini. On voit clairement que le choix de p permet non seulement de modifier les valeurs de S et de l, mais aussi de placer

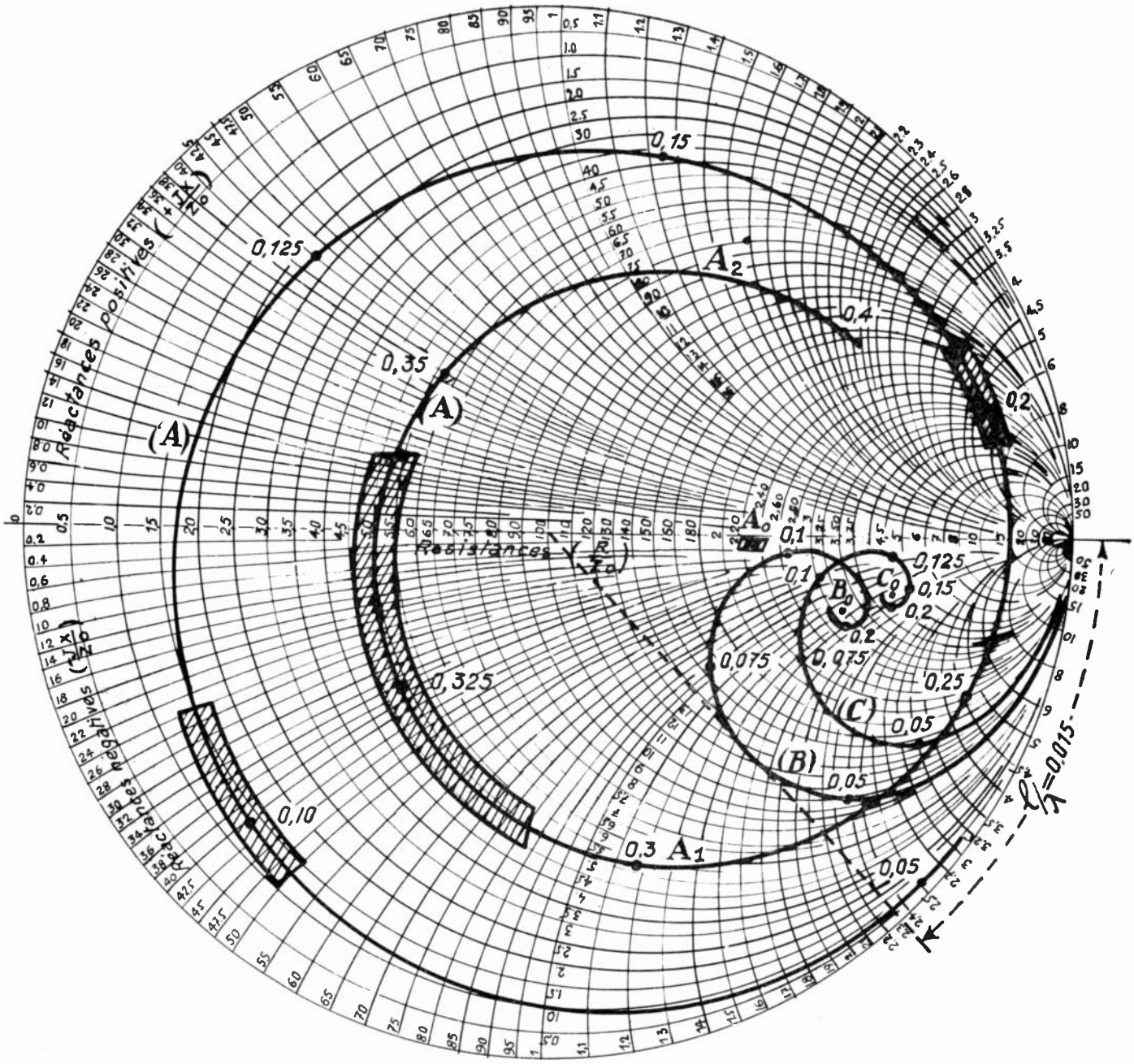


FIG. 1. — (A) $\varepsilon' = 5$; $\varepsilon'' = 0{,}5$ Ligne coaxiale (d = 0) Quadrilatère D pour $\frac{d\varepsilon'}{\varepsilon'} = \frac{d\varepsilon''}{\varepsilon''} = \pm 10\ \%$

(B) $\varepsilon' = 8$; $\varepsilon'' = 8$ Ligne coaxiale (d = 0)

(C) $\varepsilon' = 8$; $\varepsilon'' = 8$ Guide d'ondes, avec d = 0,5

Les nombres marqués le long des courbes représentent les valeurs de $p = h/\lambda$

le point N dans des régions de l'abaque où ces quadrilatères $\mathcal{Q}$ sont plus ou moins étendus. Entre deux mesures possibles — pour lesquelles les erreurs expérimentales ΔS et Δl seraient respectivement du même ordre — on devra, évidemment, choisir celle pour laquelle $\mathcal{Q}$ est le plus grand.

On voit que le quadrilatère D autour du point asymptote est très petit ; il faudrait donc pouvoir rendre ΔS et Δl très faibles pour que la mesure effectuée sur une épaisseur « infinie » permette d'obtenir ε' et ε'' avec une bonne précision : les conditions de la mesure sont mauvaises.

III. — *Utilisation d'un « transformateur d'impédances »*. Si l'on place devant la « cellule » une épaisseur h_1 d'un diélectrique Σ_1, la mesure de S et de l fournit maintenant les coordonnées (g_1 et b_1) de l'admittance (réduite) à l'entrée de l'ensemble (point N_1 sur l'abaque de Smith). Si Σ_1 est non magnétique et présente des pertes diélectriques négligeables ($\varepsilon^*_1 = \varepsilon'_1$) on peut facilement passer du point

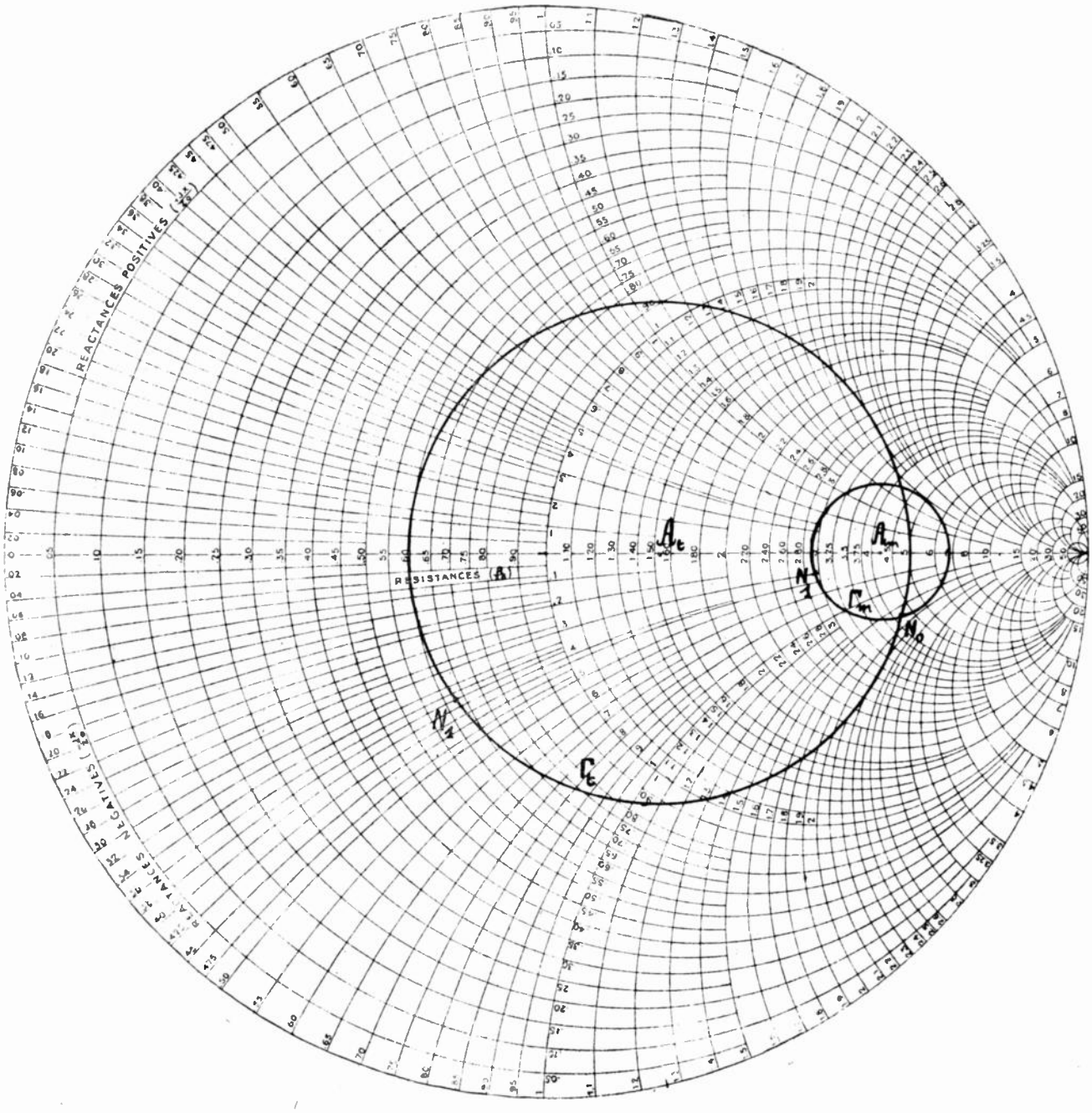


FIG. 2. — $\varepsilon' = 8$ $\varepsilon'' = 8$ Guide d'ondes, avec d = 0,5

Γ_m : lame de micalex ($\varepsilon'_1 = 11$)

Γ_t : lame de téflon ($\varepsilon'_1 = 2$)

N_1 au point N qui nous intéresse. Il suffit de tracer le cercle Γ de centre $g = \dfrac{a+1}{a+m}$; $b = 0$ (avec $m = \dfrac{1-d}{\varepsilon'_1 - d}$; $a = \dfrac{1+m(g_1^2+b_1^2)}{2\,g_1} = \dfrac{1+m(g_0^2+b_0^2)}{2\,g_0}$) passant par N_1, et de tourner dans le sens sinistrorsum — de l'angle $\dfrac{2\pi\,h_1}{\lambda'_{g1}}$ [λ_{g1} : longueur d'onde dans le guide rempli de la substance Σ_1 : $\lambda'_{g1} = \dfrac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon'_1 - d}}$].

La fig. 2 montre qu'en plaçant ainsi une lame de mycalex ($\varepsilon'_1 = 11$) ou de téflon ($\varepsilon'_1 = 2$) devant une épaisseur « infinie » d'une substance de permittivité $\varepsilon' = 8$ $\varepsilon'' = 8$ placée dans un guide (pour lequel $d = 0{,}5$) , on peut substituer à la détermination du point asymptote N_0 celle d'un point N_1 situé sur le cercle Γ_m ou Γ_l — ce qui peut permettre de diminuer le domaine d'erreurs expérimentales ΔS Δl.

A. Lebrun. Comptes-Rendus Acad. Sc. (Paris) 234 1952, p. 518 : Un nouvel abaque pour la détermination de la permittivité des diélectriques en hyperfréquence. (Cet abaque a, récemment, été tracé jusqu'à $U = 4{,}5$, $V = 12{,}6$).

MESURES ET CALCULS SIMPLES DE ε' ET ε'' EN ONDES CENTIMÉTRIQUES PAR LA MÉTHODE DU BATONNET

PAR

J. LE BOT et S. LE MONTAGNER

Faculté des Sciences de Rennes

La méthode que nous allons décrire n'est pas une méthode absolue, puisque la formule de base repose sur une approximation ; elle permet, par contre, de suivre avec une grande sensibilité les variations de la constante diélectrique complexe en fonction de la température ; les mesures sont très rapides et les calculs très simples.

1) Principe de la méthode.

Dans beaucoup de méthodes de mesure de la constante diélectrique en ondes centimétriques, on cherche d'abord à représenter l'échantillon comme une impédance ou une admittance (fonction de ε^*) localisée dans un guide ou une cavité ; il ne reste plus alors qu'à chercher un procédé approprié pour la mesure de cette impédance. C'est le procédé d'exposition que nous allons suivre ici.

A. — *Relation entre la constante diélectrique complexe à mesurer et une admittance localisée.*

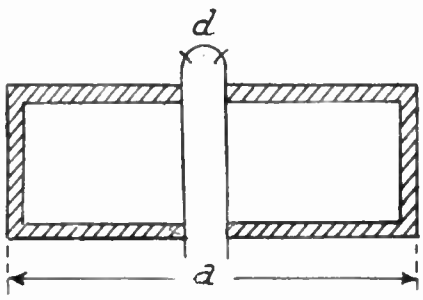
L'échantillon doit avoir la forme d'un petit cylindre (ou bâtonnet) de diamètre d ; s'il s'agit d'une poudre ou d'un liquide, on l'enferme dans un tube à parois très minces de diamètre intérieur d. Le problème de la représentation de cet obstacle dans un guide a été traité au M.I.T. par Franck [1] et Marcuvitz [2]. Ce dernier montre que si le rapport d/a est inférieur à 0,1 avec $\varepsilon' < 20$ et ε'' faible, l'obstacle est assimilable à une admittance shunt de valeur $Y = G + jB$ et on peut écrire, *avec une approximation de* 1 %.

$$j\,\frac{1}{Y} = \frac{a}{2\lambda g}\left[\frac{2}{\varepsilon^* - 1}\left(\frac{\lambda}{\pi d}\right)^2 - \frac{1}{4}\,\frac{\varepsilon^* - 3}{\varepsilon^* - 1} - S_0\right]$$

avec : $S_0 = \mathrm{Log}_e \dfrac{4a}{\pi d} - 2 + 2\Sigma$

et $\Sigma = \sum_{n=3}^{\infty}\left[\dfrac{1}{\sqrt{n^2 - (2a/\lambda)^2}} - \dfrac{1}{n}\right]$

Si l'on se limite à des mesures à fréquence fixe, en utilisant des diamètres de bâtonnets voisins, il



est possible de fixer sous forme de quelques constantes, d'importantes parties des expressions ci-dessus :

Posons : $2\left(\dfrac{\lambda}{\pi d}\right)^2 + 0{,}5 = k \qquad S = S_0 + 1/4$

on a alors :

$$\frac{\varepsilon' - 1}{k} = \frac{S(B^2 + G^2) + 2(\lambda_g/a)B}{S^2(B^2 + G^2) + 4S\lambda_g/a\,B + 4(\lambda_g/a)^2} = \varphi(B, G)$$

(1) Franck, Wave guide Handbook R.L. report T.9 Sec. V 1942.

(2) Marcuvitz, Wave Guide Handbook M.I.T., Series, vol. 10, p. 266. Mc Graw Hill, N.Y. 1951.

$$\frac{\varepsilon''}{k} = \frac{2(\lambda_g/a)\,G}{S^2(B^2+G^2)+4\,S\,\lambda_g/a\,B+4(\lambda_g/a)^2} = \psi(G,B)$$

si S était négligeable les formes précédentes se simplifieraient en donnant :

$$\frac{\varepsilon'-1}{k} = \frac{a}{2\,\lambda_g}\,B \qquad \frac{\varepsilon''}{k} = \frac{a}{2\,\lambda_g}\,G$$

En fait, si S n'est pas négligeable à l'approximation admise, les termes $S\,(B^2 + G^2)$ sont toutefois faibles devant λ_g, on peut donc espérer que les familles de courbes $\varphi\,(B, G)$, $\psi\,(G, B)$ (où l'on considère respectivement G et B comme paramètres) auront une forme géométrique simple. Le calcul complet confirme ceci, les courbes φ et ψ sont très tendues et pratiquement linéaires pour les faibles valeurs de B et G. De plus, dans une même famille l'écart des courbes varie peu avec le paramètre.

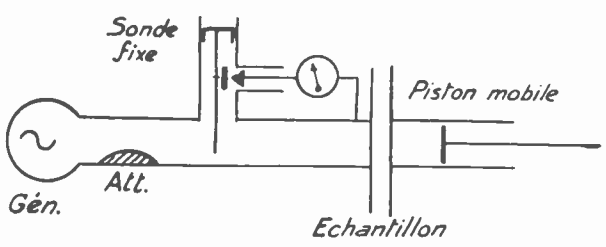
Nous avons sur ce principe construit un calculateur qui, à partir des valeurs expérimentales de B et de G permet d'obtenir par simple lecture ε' et ε''.

B. — *Détermination de l'admittance du bâtonnet.*

1) *Procédé du T.O.S.* — On peut effectuer cette détermination en utilisant le procédé classique du T.O.S.en fermant le guide derrière l'échantillon sur une terminaison adaptée et en mesurant le T.O.S. et la position d'un minimum à l'aide d'un mesureur d'ondes stationnaires ;

2) *Procédé du court-circuit mobile.*

Le procédé du T.O.S., excellent lorsque l'obstacle a un coefficient de réflexion notable, est insuffisamment précis lorsque la constante diélectrique est faible, nous avons alors développé le procédé représenté figure ci-dessous :



Le guide est terminé par un piston de court-circuit à mouvement micrométrique et en avant de l'échantillon à une distance de $(2k + 1)\,\lambda_g/4$, on dispose une sonde fixe.

On mesure alors le déplacement p du piston pour ramener un minimum sur la sonde lorsqu'on introduit l'échantillon et le taux d'ondes stationnaires t

On peut montrer que l'on a : $B = \text{tg}\,\beta p$

(en convenant de prendre pour B le signe + si l'on a rapproché le piston)

et $$G = \frac{t}{1-t}$$

la simplicité de ces équations montre l'intérêt de ce procédé de mesure. L'emploi d'une sonde fixe permet également d'éviter les inconvénients inhérents à l'emploi du mesureur d'ondes stationnaires.

Une partie notable des mesures que nous avons effectuées depuis plus d'un an ont utilisé ce procédé du court circuit mobile.

3) *Choix d'un procédé.* — Connaissant approximativement l'ordre de grandeur de l'admittance à mesurer, on peut se demander quel procédé il convient d'employer. Une étude de ce problème nous a permis de reporter sur un abaque de Smith les régions convenant le mieux à chaque méthode.

2) Précision des mesures.

Les causes d'erreurs systématiques sont les suivantes :

A) Réglage de la distance 1 : axe de la sonde, axe de l'échantillon ;

B) Influence du tube de verre contenant le produit liquide ou en poudre.

A) Nous avons examiné soigneusement ces causes d'erreurs : la première, qui affecte surtout B, est négligeable si la distance 1 est exacte à quelques dix millièmes près (ce qui est mécaniquement réalisable) et si la fréquence pendant la mesure est stable à la même approximation. A 3 000 MHz, utilisant un klystron SFR *Kr* 117 soigneusement ventilé nous avons obtenu cette stabilité sans avoir besoin de recourir à aucun dispositif de stabilisation de fréquence.

B) Nous avons étudié l'influence du tube contenant l'échantillon, en mesurant l'admittance Y_1 du tube vide, puis l'admittance Y_2 de bâtonnets de diverses matières (Rexol, ébonite, verre...) enfin, l'admittance Y_3 de l'ensemble : bâtonnet dans le tube. Nous avons dans tous les cas vérifié la relation

$$Y_3 = Y_1 + Y_2$$

avec une approximation correspondant à celle des mesures.

3) Dispositif de variation thermique.

Pour permettre de faire varier la température de l'échantillon, le tube de mesure est entouré d'une chemise d'épaisseur 0,4 mm en Téflon, corps à très faibles pertes et faible constante diélectrique. Dans l'espace annulaire entre le tube et la chemise, on fait circuler un courant d'air sec refroidi ou chauffé. Il nous a été possible d'étudier de cette façon les constantes diélectriques de — 80° C à + 100° C.

4) Avantages de cette méthode.

En résumé, la méthode présentée utilisant le procédé du C.C.M. offre les avantages suivants :

a) utilisation de faibles quantités de produit (1,5 cm³, à 3 000 MHz) ;

b) variation thermique aisée.

c) Le tube de mesure étant accessible de l'extérieur du guide, on peut faire varier l'atmosphère au-dessus du produit, ou, dans le cas des liquides, faire une circulation à travers le tube de mesure, en vue d'un contrôle permanent de la constante diélectrique ;

d) L'emploi d'une sonde fixe et d'un piston de court circuit, conduit à une mise en œuvre mécanique plus simple que celle nécessitée par le procédé du T.O.S. ;

e) Enfin, les calculs sont simples et rapides, le dépouillement d'une série d'expériences ne prenant pas plus de temps que les mesures proprement dites.

MÉTHODE DE MESURE DE LA CONSTANTE DIÉLECTRIQUE COMPLEXE DE PETITS ÉCHANTILLONS EN ONDES CENTIMÉTRIQUES ET DÉCIMÉTRIQUES

PAR

Heinz LUEG.

Institut de Physique de l'Université de la Sarre

La détermination des constantes diélectriques complexes $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$ de liquides en très petite quantité (ou de gaz) est effectuée généralement au moyen de la méthode des battements simples ou doubles. Cette méthode est compliquée et n'est applicable qu'avec peine dans des domaines étendus de fréquence.

Pour éviter ces complications, on a développé des méthodes de zéro où l'on compare la fréquence propre et l'amortissement de deux résonateurs dont l'un contient quelques gouttes du liquide étudié.

La mesure de ε grâce à une ligne coaxiale se fait jusqu'ici habituellement en remplissant la ligne avec le liquide étudié. Dans la méthode du piston de court-circuit la quantité de liquide nécessaire est au moins quelques cm³.

On décrit ci-dessous une méthode qui grâce à un rapport de transformation élevé de quadripôles sans pertes (théorème de transformation de WEISSFLOCH [1]) permet de mesurer ε' et ε'' de petits échantillons de liquide dans un domaine de fréquence étendu. Cette méthode est appliquée actuellement à une ligne coaxiale, et le sera à un guide d'ondes.

Le condensateur de mesure pour de petits échantillons de liquide est constitué par la capacité entre l'extrémité du cylindre intérieur et le fond du cylindre extérieur (Fig. 1). Le liquide se trouve donc dans la région où le champ électrique est le plus intense et exerce ainsi sur la distribution des impédances le long de la ligne un effet maximum.

Les lignes de forces du déplacement électrique et de l'induction magnétique sont tangentes à la surface extérieure du cylindre de mesure. On peut oujours définir une impédance unique entre de telles surfaces séparant deux conducteurs s'il y a un seul type d'onde [2]. Dans notre cas cette impédance est $-j/\omega C$ à condition que le diamètre d

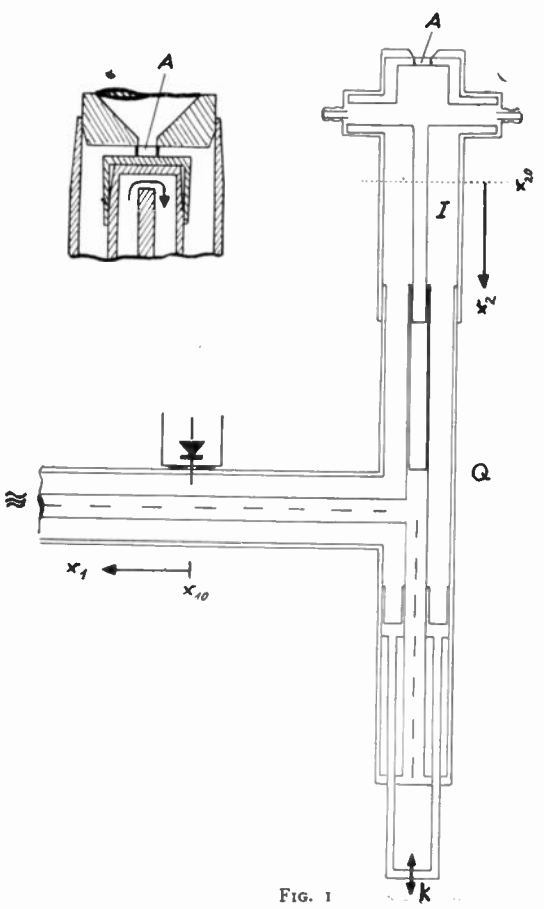


FIG. 1

du cylindre soit inférieur à $\lambda/10$. Cependant si le cylindre est rempli d'un liquide de constante diélectrique sans pertes ε', l'impédance ne reste $-j/\omega C\varepsilon'$ que si $d < \lambda/10\varepsilon'$.

En incorporant un quadripôle sans pertes Q dans une ligne homogène on peut multiplier la petite variation ΔZ de l'impédance de sortie Z par un facteur k réel plus grand que 1. ΔZ est alors commode à mesurer. A. Weissfloch a montré que de tels quadripôles sans pertes peuvent être représentés par trois quantités k, x_{10} et x_{20} de la façon suivante. (Fig. 1 et 2). Il y a deux positions $x_2 = x_{20}$ sur la ligne de sortie, $x_1 = x_{10}$ sur la ligne d'entrée telles qu'une impédance normée $r_2 = R_2/Z_2$ sur la ligne de sortie à la position $x_2 = x_{20}$ soit vue à la section $x_1 = x_{10}$ de la ligne d'entrée avec la valeur normée $r_1 = R_1/Z_1 = k.r_2$ où k est réel et fonction de la fréquence. On peut choisir ces positions $x_1 = x_{10}$ et $x_2 = x_{20}$ de sorte que k soit plus grand que 1, par exemple sans grande difficulté égale à 50. Sur chacune des lignes ces positions sont écartées les unes des autres de $\lambda/2$, c'est-à-dire que chaque intervalle d'une demi longueur d'onde comprend toujours une et une seule de ces positions.

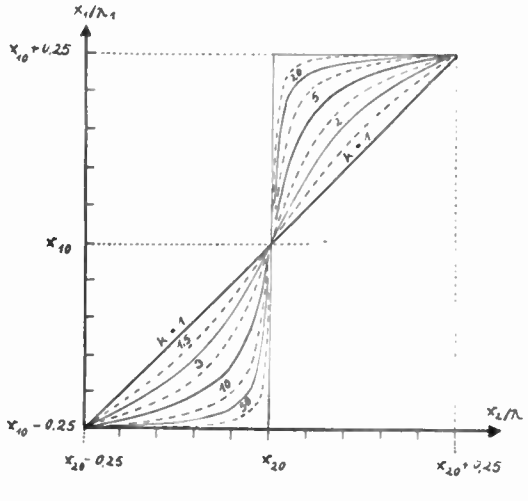


Fig. 2

Pour mesurer la permittivité pour une longueur d'onde donnée, on opère ainsi. On détermine d'abord le rapport de transformation k. Pour cela on déplace la partie télescopique supérieure 1 et on mesure le déplacement du nœud de tension sur la ligne de mesure. Avec les échelles réduites il existe toujours une courbe de transformation (fig. 2) dont la pente maxima donne le rapport k de transformation des impédances relatives.

Ensuite on règle le prolongement télescopique I de sorte que sur la ligne de mesure le nœud de tension soit au point de pente maxima. Donc sur la ligne de sortie I, il y a toujours dans un intervalle d'une demi longueur d'onde une position x_{20} du piston de court circuit qui donne sur la ligne de mesure un nœud de tension situé au point pour lequel le théorème de transformation prévoit une pente maxima. Dans ces conditions toutes les impédances relatives sur a dans la section x_{20} (aussi avec partie réelle) sont vues du point x_{10} comme si elles étaient multipliées par le facteur $k > 1$ et situées sur la ligne de mesure.

En changeant la position du piston de court-circuit K on peut donner à k toute valeur désirée, (toutefois jusqu'à 300 seulement à cause des pertes).

Il existe une relation homographique de la forme $\mathcal{R}_1 = \dfrac{a\mathcal{Z} + b}{c\mathcal{Z} + d}$ entre l'impédance $\mathcal{Z} = 1/j\omega C\varepsilon$ définie sans ambiguité par la surface du cylindre qui limite le condensateur de mesure et l'impédance $\mathcal{R}_1$ qui existe dans la section x_{20}.

La partie supérieure de l'appareil doit être agencée de manière à ce que la transition de $\mathcal{Z}$ à $\mathcal{R}_1$ sur la position x_{20} du piston de court-circuit soit beaucoup plus petite que k. On connaît donc aussi une valeur approchée de la fonction de transformation de l'impédance du condensateur de mesure sur la ligne de mesure.

La détermination exacte de cette fonction homographique dans le cas général s'effectue de la manière suivante. Comme la transformation a lieu sans pertes, une réactance $j\omega\ C\ \varepsilon'_i$ ($i = 1, 2, 3$) du condensateur de mesure A apparaît comme une réactance jy_i sur la ligne de mesure. Nous réalisons trois réactances différentes pour A : l'une avec de l'air, les deux autres avec deux liquides de ε' connu. Ces trois réactances suffisent à déterminer la relation homographique.

Pour déterminer la fonction homographique de transformation $jy = jy\ (1/j\omega C\varepsilon')$ à l'aide de ces 6 réactances, on peut opérer graphiquement (3). (Fig. 3). On peut étendre ce procédé au cas où $\varepsilon'' > 0$

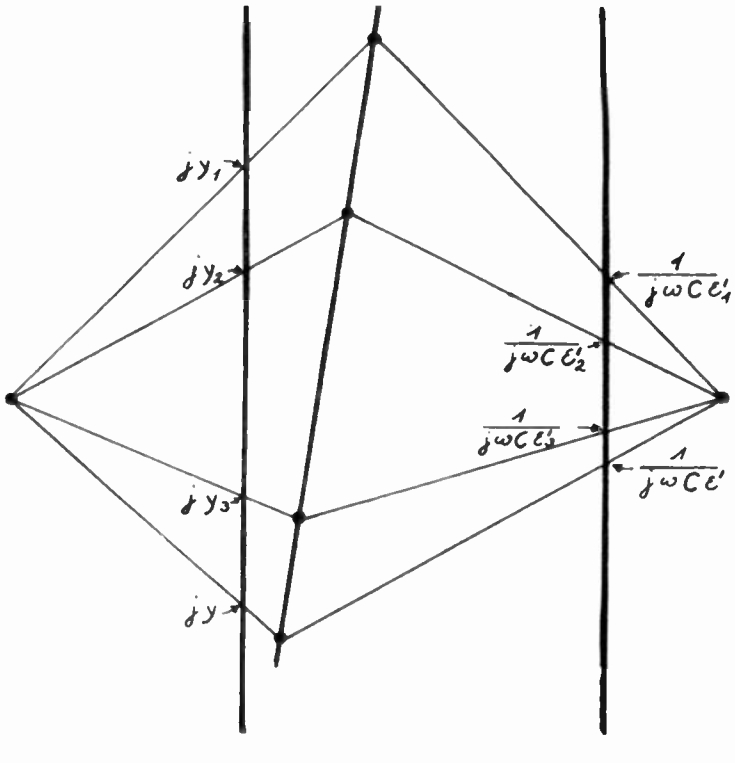


Fig. 3

et $\mathfrak{A}$ ne représente plus une réactance pure et déterminer le diagramme de transformation pour tout le plan complexe. Ce diagramme se compose de deux familles de cercles orthogonaux. On peut les choisir de manière à représenter directement ε' et ε'' à condition de représenter non la fonction de transformation des impédances relatives mais celles des admittances relatives. L'admittance relative du condensateur à liquide peut être définie par rapport à l'air (qui a $\varepsilon' = 1$ et $\varepsilon'' = 0$) comme $j\,(\varepsilon' - j\varepsilon'')\,\omega C/\omega C = j\varepsilon' + \varepsilon''$. Alors, tout point $j\varepsilon' + \varepsilon''$ mesuré en impédances relatives en x_{10} sur la ligne de mesure se trouve à l'intérieur d'un demi cercle. Fig. 4 représente ces cercles pour un exemple quelconque.

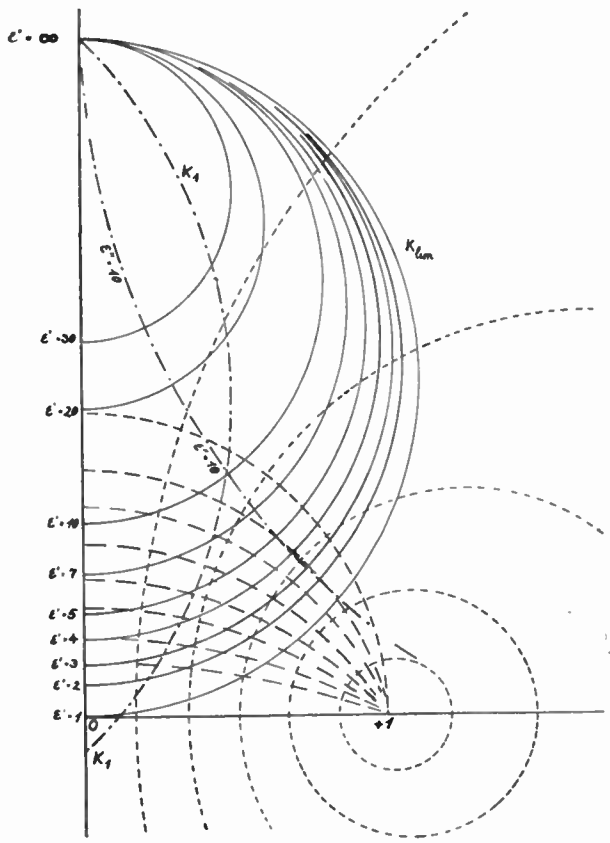


FIG. 4

Pour la longueur d'onde utilisée et le diamètre d du cylindre, on ne doit utiliser ce diagramme pour des mesures précises (erreur < 2 %) que tant que ε' est inférieur à $\lambda/10d$. Pour mesurer ε'', il faut soustraire les pertes qui se produisent entre le condensateur de mesure et la section x_{10}. Leur estimation est possible en déterminant et utilisant le cercle des pertes (4). Les valeurs des paramètres pour $\varepsilon'' = 10$ se trouvent sur le cercle en pointillé qui rencontre le cercle $\varepsilon' = 10$ et le cercle K_1, lieu des points où $\varepsilon' = \varepsilon''$.

Tous les autres cercles de ε'' sont construits d'une manière analogue. Ils passent tous au point ∞ situé sur l'axe des ordonnées et sont tangents à l'axe des ordonnées et coupent K_1 aux points où $\varepsilon' = \varepsilon''$.

Pour l'exécution pratique des mesures il faut déterminer la position du minimum de tension et le taux d'ondes stationnaires. On utilise pour cela les cercles d'adaptation et les cercles de phase de la fig. 4.

BIBLIOGRAPHIE

[1] WEISSFLOCH A., Ein Transformationssatz über verlustlose Vierpole und seine Anwendung auf die experimentelle Untersuchung von Dezimeter- und Zentimeterwellenschaltungen. Hochfrequenztechnik und Elektroakustik *60*, 67-73 (1942).

[2] MEINKE H., Theorie der Hochfrequenz chaltungen. Verlag Oldenbourg, München 1952, 247-251, 263-276.

[3] WEISSFLOCH A., Schaltungstheorie und Mebtechnik des Dezimeter- und Zentimeterwellengebietes. Verlag Birkhäuser Basel 1954, Kapitel I, § 5.

[4] Voir (3) Kapitel I, § 15.

TECHNIQUE DE MESURE DE LA RELAXATION DES LIQUIDES POLAIRES EN ONDES CENTIMÉTRIQUES

PAR

J. Ph. POLEY

(*T.N.O. La Haye*)

La détermination de la constante diélectrique complexe $\bar{\varepsilon} = \varepsilon' - j\varepsilon''$ des liquides polaires en ondes centimétriques, par mesure de l'impédance, donne des imprécisions croissantes avec l'augmentation de la valeur de $\bar{\varepsilon}$. Ces imprécisions sont dues à :

a) grande inexactitude, résultant de la détermination de la phase ;

b) présence d'autres modes de vibration que le mode utilisé.

Nous avons développé une technique de mesure, évitant la mesure de la phase et utilisant seulement la détermination du taux-d'ondes stationnaires γ_l. Cette technique fait usage d'une colonne de liquide de longueur variable d, terminée par un piston métallique mobile (fig. 1).

Une technique analogue, donnée par CROUCH (1), utilise un piston à circuit ouvert qui, à l'opposé de notre méthode, est par conséquent dépendant de la fréquence.

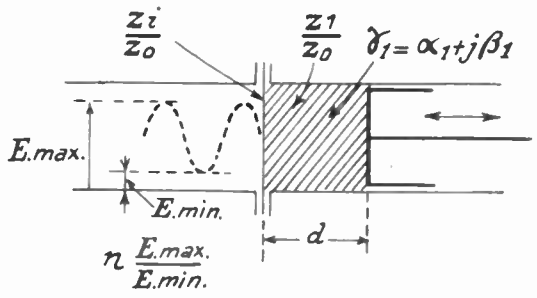


FIG. 1

La détermination du taux-d'ondes stationnaires a lieu avec un détecteur d'ondes stationnaires. L'usage des couplages directifs (2) n'est pas recommandable à cause de la dépendance de la phase que montrent en général ces couplages directifs, en dépit des conclusions théoriques.

***

La fonction η en fonction de d est donnée par la théorie des lignes de transmission.

Avec les relations connues : $\frac{Z_i}{Z_0} = \frac{Z_1}{Z_0} \tanh \gamma_1 d = \frac{Z_1}{Z_0} \tanh (\alpha_1 + j \beta_1) d$ (1)

$$r = \left| \frac{Z_i/Z_0 - 1}{Z_i/Z_0 + 1} \right| \quad (2)$$

et

$$\eta = \frac{1 + r}{1 - r} \quad (3)$$

Il est possible de déduire une relation entre η et d, comme le montre la fig. 2.

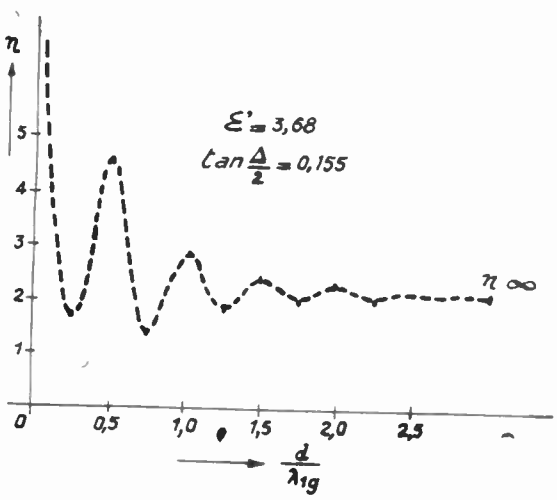


FIG. 2

Les extrêmes mathématiques de cette fonction sont très difficiles à localiser.

Pour les liquides à faibles pertes on peut montrer que ces extrêmes se trouvent à $d = p. \frac{\lambda_{1g}}{4}$, où λ_{1g} est la longueur d'onde dans le liquide.

CROUCH(1) a établi que la distance entre deux minima reste pratiquement égale à $\frac{\lambda_{1g}}{2}$, même pour des liquides polaires avec des pertes assez fortes. Ceci reste valable pour notre méthode de mesure. Ainsi, il est possible de déterminer la valeur de λ_{1g} à partir de la valeur des distances des minima, avec une grande précision (souvent $< 0{,}4$ %).

La seconde information peut être déduite des valeurs des maxima. L'allure de la fonction $\eta = f(d)$ aux maxima permet la détermination du taux-d'ondes stationnaires aux maxima avec une précision suffisante, malgré l'ignorance de la place exacte du maximum. Ces maxima sont localisés autour de la valeur $d \approx p \times \frac{\lambda_{1g}}{2}$, avec $p = 1, 2, 3...$

Avec ces valeurs il est possible de calculer le rapport des taux-d'ondes stationnaires à quelques maxima. Le même procédé est applicable au taux-d'ondes stationnaires η_∞ correspondant à une longueur électrique infinie de la colonne liquide.

Les modules r du coefficient de réflexion peuvent être étendus en progressions de puissance, donnant finalement :

$$\frac{\eta_n}{\eta_m} = \frac{\tanh m . \frac{a_1 \lambda_{1g}}{2}}{\tanh n . \frac{a_1 \lambda_{1g}}{2}} . (1 - C), \quad \text{avec}$$

$$C = 1 \sin^2 \frac{\Delta}{4} . \left\{ \tanh^2 m . \frac{a_1 \lambda_{1g}}{2} - \tanh^2 n . \frac{a_1 \eta_{1g}}{2} \right\} \times \times \frac{\left| Z_1/Z_0 \right|^2}{\left\{ 1 - \left| \frac{Z_{in}}{Z_0} \right|^2 \right\} . \left\{ 1 - \left| \frac{Z_{i\infty}}{Z_0} \right|^2 \right\}} \quad (4)$$

et

$$\frac{\eta_n}{\eta_\infty} = \frac{1}{\tanh n . \frac{a_1 \lambda_{1g}}{2}} . (1 - C_\infty), \quad \text{avec}$$

$$C_\infty = 1 \sin^2 \frac{\Delta}{4} . \left\{ 1 - \tanh^2 n \frac{a_1 \lambda_{1g}}{2} \right\} \times \times \frac{\left| Z_1/Z_0 \right|^2}{\left\{ 1 - \left| \frac{Z_{in}}{Z_0} \right|^2 \right\} . \left\{ 1 - \left| \frac{Z_{i\infty}}{Z_0} \right|^2 \right\}} \quad (5)$$

La quantité Δ est définie (3) comme angle-de-pertes-en-guide-d'ondes d'après $\tan \Delta = \dfrac{\varepsilon''}{\varepsilon' - \left(\dfrac{\lambda_v}{\lambda_c}\right)^2}$ (6)

Bien que les expressions (1) et (5) soient des approximations, elles sont valables aussi pour les cas diélectriques les plus défavorables. Mêmes les corrections C et C_∞ sont négligeables vis-à-vis de l'unité. Dans presque tous les cas pratiques, C a une valeur beaucoup plus petite que 1 % et peut être néglige. Dans ces cas nous avons l'approximation valable :

$$\frac{\eta_n}{\eta_m} = \frac{\tanh m \cdot \dfrac{a_1 \lambda_{1g}}{2}}{\tanh n \cdot \dfrac{a_1 \lambda_{1g}}{2}} \qquad (7)$$

et

$$\frac{\eta_n}{\eta_\infty} = \frac{1}{\tanh n \cdot \dfrac{a_1 \lambda_{1g}}{2}} \qquad (8)$$

Nous avons calculé un certain nombre de courbes donnant $\dfrac{\eta_n}{\eta_m} = f\left(\tan \dfrac{\Delta}{2}\right)$, afin qu'une détermination rapide de $\tan \dfrac{\Delta}{2}$ des mesures soit possible (fig. 3 par exemple). Les rapports trouvés pour plusieurs rapports de $\dfrac{\eta_n}{\eta_m}$ doivent avoir la même abscisse.

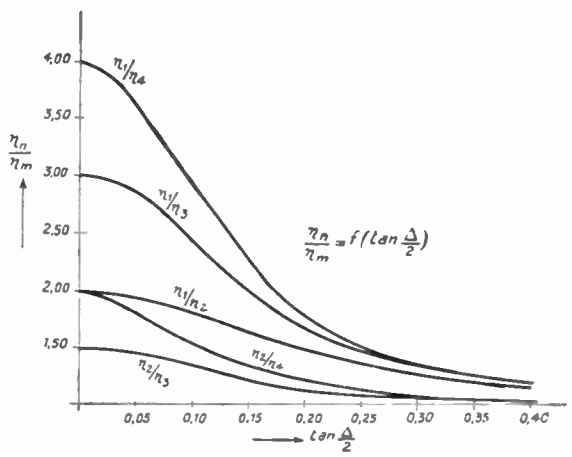


FIG. 3

Avec les valeurs trouvées pour λ_{1g} et $\tan \dfrac{\Delta}{2}$, on peut calculer rapidement ε' et ε'' d'après :

$$\varepsilon' = \left(\frac{\lambda_v}{\lambda_c}\right)^2 + \left(\frac{\lambda_v}{\lambda_{1g}}\right)^2 \left\{1 - \tan^2 \frac{\Delta}{2}\right\} \qquad (9)$$

$$\varepsilon'' = 2 \cdot \left(\frac{\lambda_v}{\lambda_{1g}}\right)^2 \cdot \tan \frac{\Delta}{2} \qquad (10)$$

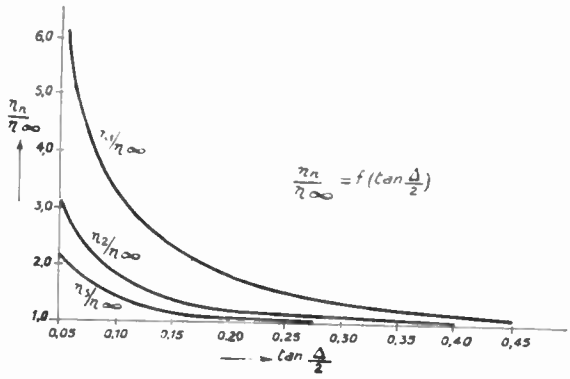


FIG. 4

Applications.

Cette méthode est applicable aux liquides avec des pertes données par $\tan \Delta < 1{,}2$. Quand les pertes sont trop fortes, la détermination de λ_{1g} est trop inexacte. Dans ce cas il faut appliquer une mesure d'impédance, avec tous les désavantages inhérents.

Corrections.

Il faut corriger pour les taux-d'ondes stationnaires de la section à liquide elle-même, les jonctions etc. Il apparaît que le taux-d'ondes stationnaires appartenant aux pertes dans les parois du guide est négligeable en comparaison du taux-d'ondes stationnaires d'autres pertes. Parce que cette méthode fait usage des valeurs de η aux maxima seulement, c'est-à-dire à $d \approx p \cdot \dfrac{\lambda_{1g}}{2}$, il suffit de corriger avec la valeur du taux-d'ondes stationnaires figurant à $d \approx 0 \cdot \dfrac{\lambda_{1g}}{2}$.

La nécessité de cette correction est démontrée dans le tableau suivant :

substance	$\tan \dfrac{\Delta}{2}$	
	corrigé	dans corr.
5 % $C_6H_5NO_2$ / 95 % C_6H_6	0,104 ± 0,001	0,116 ± 0,018
15 % $C_6H_5NO_2$ / 85 % C_6H_6	0,205 ± 0,002	0,212 ± 0,010

Précision.

La précision obtenue avec cette méthode se monte à : $\varepsilon' < 1\ \%$

$\varepsilon'' < 1\ \%$

Cette précision est meilleure que celles obtenues avec d'autres méthodes, notamment pour la détermination de ε''. Cet avantage compense le désavantage du temps nécessaire pour une détermination complète de $\bar{\varepsilon}$.

Résultats.

Quelques résultats, obtenu avec cette méthode sur l'eau très pure sont donnés dans le tableau suivant :

H_2O temp. 20° C				
λ_0 (cm)	λ_{1g} (cm)	ε'	ε''	Précisoin
1.25	0.200	31.5	35.5	3 %
3.20	0.395	62.6	30.6	1 %
3.55	0.128	66.7	27.1	1 %
3.99	0.172	70.1	24,6	1 %

BIBLIOGRAPHIE

[1] Crouch G. E., J. Chem. Phys. 16, 1948, 364.

[2] Smyth, C.P. c.s. J.Am. Chem. Soc. 70, 1948, 4093, 4097, 4102.

[3] Poley J. Ph., Communication 290 au Congrès URSI, Sydney, 1952

APPAREILLAGE DE MESURE EN ONDES MILLIMÉTRIQUES

PAR

Raymond ROCHEROLLES

(*Laboratoire de M. Bernier C.S.F. Paris*)

A. — Stabilisateur de fréquence en hyperfréquence.

Nous avons été conduits à fabriquer un stabilisateur de fréquence pour stabiliser un klystron *C S F* n° *RX* 08 fonctionnant sur 8 mm de longueur d'onde.

Le principe de ces appareils est connu : on fait apparaître une tension dite d'erreur proportionnelle à l'écart de fréquence qui existe entre la sortie du klystron et la fréquence de résonance d'une cavité à haute surtension. Suffisamment amplifiée, cette tension est appliquée avec le signe convenable au réflecteur du klystron, de façon à rendre l'écart minimum.

Le plus connu de ces systèmes est celui de Pound décrit dans M I T, vol. 11 et P.I.R.E. juin 1948. Depuis, beaucoup d'autres ont été imaginés, fonctionnant sur le même principe et différant entre eux par des détails de montage. Chaque auteur vantant les qualités de son propre système et le déclarant supérieur à tous les autres, il était nécessaire de faire le point et de mettre les taux de stabilisation en équation. C'est ce travail qui nous a permis d'aboutir à quelques conclusions intéressantes sur la stabilité dynamique de ces montages, que nous donnons ici :

1° Les montages les plus sensibles utilisant une seule cavité sont des variantes des schémas ci-dessous (fig. 1 et 2). La cavité est une cavité de transmission et produit un déphasage, près de la résonance de $\delta \cong -2\,Q\,\frac{\Delta f}{f}$

Le taux de stabilisation est $\sigma_0 = X \times \frac{2\,Q}{f_0} \times K$

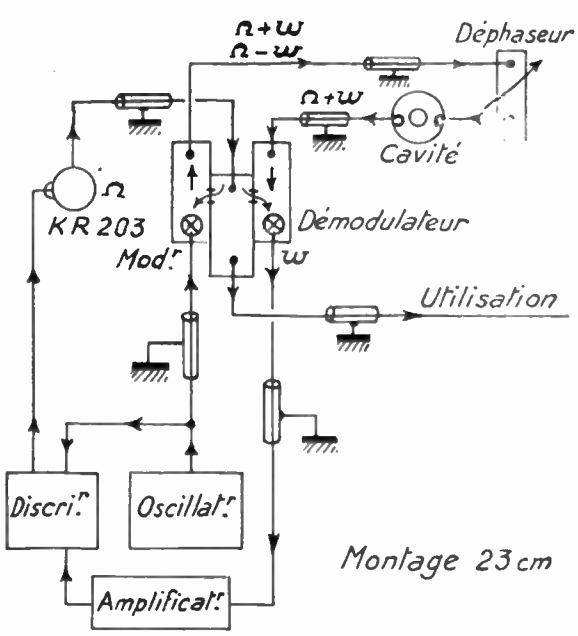


Fig. 1

où X est la sensibilité du discriminateur de phase en volts par radian,

Q la surtension en charge de la cavité ;

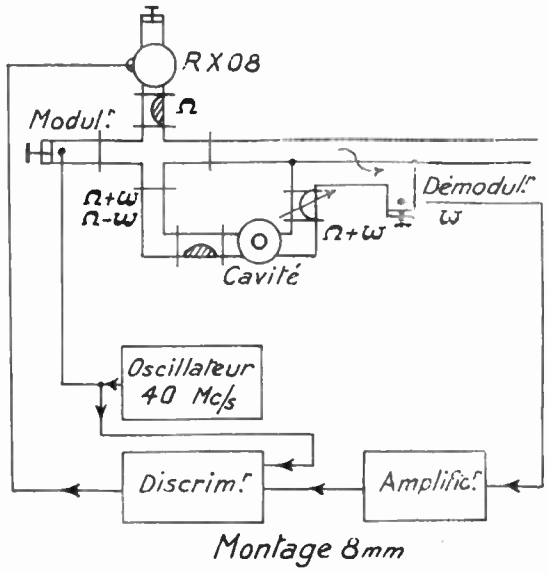


Fig. 2

f_0 la fréquence de fonctionnement en mégacycles ;

K la sensibilité du réflecteur du klystron en mégacycles par volt.

2° Stabilisation et réponse transitoire.

Imaginons une déformation due, par exemple, à un changement de température ou à un courant d'air : la fréquence f_0 du klystron va devenir $f_0 + \Delta f$. Si la sensibilité du tube est K mégacycles par volt, cette dérive de fréquence sera la même que celle qui se serait produite si l'on avait appliqué au réflecteur du klystron original une tension $E_1 = \frac{\Delta f}{K}$. Le rôle du stabilisateur est donc d'appliquer au réflecteur une tension e aussi voisine que possible de $-E_1$, qui va compenser la dérive de fréquence.

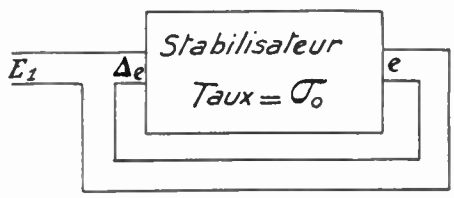


Fig. 3

Lorsqu'on ferme la boucle en appliquant la tension de sortie e sur le réflecteur, la dérive finale $\Delta f'$ correspond à Δe telle que $\Delta e = \frac{E_1}{1 + \sigma_0}$.

Supposons que dans les amplificateurs, le circuit responsable de la limitation de la bande passante vers les hautes fréquences soit un circuit $R\,C$ parallèle, R étant par exemple la charge d'anode de la lampe mélangeuse et C la somme des capacités parasites, y compris la ligne du réflecteur et le réflecteur du klystron.

Si la perturbation E_1 s'établit instantanément, on a

$$\Delta e = E_1 \left[e^{-\frac{1+\sigma_0}{\tau} t} + \frac{1}{1+\sigma_0} \left(1 - e^{-\frac{1+\sigma_0}{\tau} t}\right)\right]$$

avec $\tau = R.C$

On voit dans ce cas que la déviation instantanée est égale à la perturbation puis décroît pour se stabiliser à la valeur $\frac{E_1}{1 + \sigma_0}$. Elle décroît d'autant plus rapidement que τ est plus faible, c'est-à-dire que la bande passante est plus large.

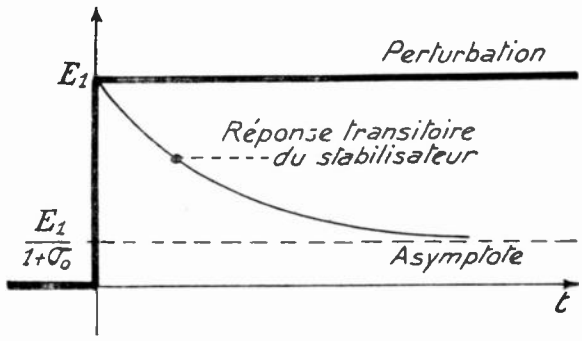


Fig. 4

Si la perturbation E_1 est $E_1\,t$ de 0 à 1 et E_1 de 1 à l'infini, on a

$$\Delta e = E_1 \left[\frac{t}{1+\sigma_0} + \frac{\sigma_0 \tau}{1+\sigma_0)^2} \left(1 - e^{-\frac{1+\sigma_0}{\tau} t}\right) - \frac{t-1}{1+\sigma_0} - \frac{\sigma_0 \tau}{(1+\sigma_0)^2} \left(1 - e^{-\frac{1+\sigma_0}{\tau}(t-1)}\right)\right]$$

le maximum a pour valeur

$$\frac{E_1}{1+\sigma_0} + E_1 \frac{\sigma_0 \tau}{(1+\sigma_0)^2} \left(1 - e^{-\frac{1+\sigma_0}{\tau}}\right)$$

Il est proportionnel à τ.

On s'aperçoit, et c'est la chose importante à souligner, que, pour avoir un *stabilisateur excellent*,

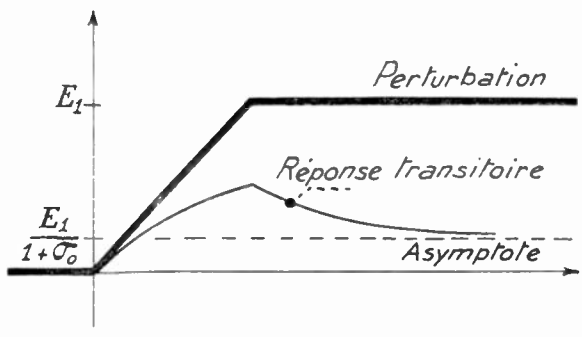


Fig. 5

outre σ_0 qui doit être le plus grand possible, il faut réaliser un ensemble ayant une *très large bande passante* depuis l'entrée des amplificateurs *M F* jusqu'au réflecteur du klystron.

B. — Ensemble modulateur, amplificateur et détecteur B F à grande sensibilité.

Pour éviter l'emploi des amplificateurs à courant continu, pour pouvoir examiner un phénomène sur un écran d'oscillographe, etc., on module ce phénomène. Une limite supérieure à la fréquence de modulation est imposée par la vitesse de variation des phénomènes à observer, mais il arrive bien souvent pour des raisons de commodité que l'on se contente d'une modulation à 50 p/s. On est alors gêné, dans l'amplification des très faibles signaux, par les inductions parasites. L'étude du spectre de bruit des amplificateurs *B.F.* montre que l'on a intérêt, lors que celà est possible à fonctionner vers 10 kc/s.

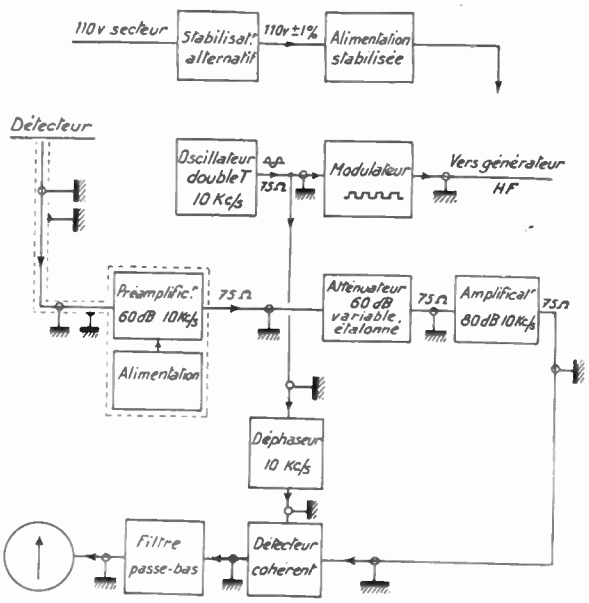


Fig. 6

Les amplificateurs comportent des filtres de bande dont la rotation de phase est proportionnelle à la fréquence, au centre de la bande passante. Donc, pour diminuer le bruit apparent sur le détecteur synchrone ou cohérent, il faut que l'oscillateur soit très stable. Les schémas d'oscillateurs basse fréquence sont classiques. Pour les oscillateurs à fréquence fixe, la technique est stabilisée : il est avantageux pour des raisons précises et calculées d'employer des circuits *R C*. Une littérature abondante traite ce sujet et les stabilités des différents montages sont connues (voir, par exemple : Les oscillateurs B.F. à résistance capacité, par Zackeim dans la Recherche Aéronautique). Pour les mesures de champ magnétique effectuées à la C.S.F. par résonance paramagnétique électronique nous avons réalisé l'ensemble de mesure suivant :

L'oscillateur à très grande stabilité délivre un signal sinusoïdal à 10 kc/s. Un modulateur à signaux carrés est piloté par le signal alternatif et permet sans changer le montage de moduler, soit un klystron, soit un générateur H.F. classique lorsque les champs à mesurer sont faibles. Après détection, on trouve un préamplificateur de 60 dB à très faible bruit : 0,025 microvolt par cycle.

Après un atténuateur étalonné et un amplificateur principal de 80 db, le signal entre dans un détecteur cohérent symétrique à 4 cristaux (I N 41) qui reçoit d'autre part le signal de référence affecté d'un déphasage adéquat.

La bande passante du signal de sortie peut être réduite à volonté par un filtre passe bas ; le temps nécessaire pour faire une lecture croit comme l'inverse de la bande passante et l'on est rapidement limité dans la réduction de la fréquence de coupure du filtre. Les résultats obtenus avec une bande de 0,3 c/s sont excellents.

MÉTHODE DE DÉTERMINATION RAPIDE DE LA VALEUR DE L'IMPÉDANCE, DU TAUX D'ONDES STATIONNAIRES OU DE LA PHASE.... D'UNE CHARGE INCONNUE, DANS LA RÉGION DES ONDES CENTIMÉTRIQUES; RÉALISATIONS

PAR

M. L. TOPPINGA

(*T.N.O. La Haye*)

Résumé : La discussion fut divisée en deux parties :

a) une brève mise au point des formules en usage dans la région des micro-ondes pour la détermination de $\bar{\varepsilon}$ et / ou $\bar{\mu}$, utilisant la technique de mesure de l'impédance. L'usage du diagramme de Smith de grandes dimensions est mentionné pour éviter des calculs lors de la détermination des impédances nécessaires par taux d'ondes stationnaires et phase.

Pour les mesures courantes, l'avantage des techniques de mesure au pont pour les fréquences les

plus basses est indiqué : la technique correspondante pour les ondes centimétriques est décrite. (*T* magique)

Les exigences sont données pour « l'adaptateur d'impédance » à construire.

b) Les deux solutions pour la réalisation sont :

1. Un modèle classique, indiqué dans la littérature, utilisant une tige d'enfoncement réglable, avec la possibilité de déplacement le long d'une fente parallèle à l'axe du guide d'onde.

Les difficultés et possibilités sont discutées ; un exemple pour la bande *K* est donné et quelques diagrammes sont montrés.

2. Une tige d'emplacement fixe, d'enfoncement réglable, (comme 1) construite dans un guide d'ondes. Cette section à tige peut être déplacée par rapport au *T* magique par une construction spéciale. Quelques diagrammes sont données et un appareil réalisé en bande *X* est montré.

Conclusions.

UN MODE D'OSCILLATION DES TRIODES CLASSIQUES

PAR

RAOULT

(*Faculté des Sciences Clermont-Ferrand*)

Dans une triode classique, on admet que la tension grille module les électrons et que ceux-ci se déplacent instantanément, c'est-à-dire que le déphasage est nul. En réalité, il n'en est rien et aux fréquences élevées, les oscillateurs classiques fonctionnent encore avec un déphasage important.

Nous avons voulu utiliser systématiquement le temps de transit des électrons entre la grille et la plaque. La théorie complète n'a pas sa place ici, mais très grossièrement, on peut concevoir le fonctionnement.

En appelant l la distance grille plaque, et v la vitesse moyenne des électrons, si ω est la pulsation de l'oscillation qui prendra naissance le déphasage introduit sera $l\ \omega/v$.

Si ce dernier est un multiple pair de pi, nous serons dans les conditions usuelles d'entretien des oscillations ; s'il est multiple impair de pi, il faudra avoir un coefficient de transfert plaque-grille de signe contraire au signe usuel.

Nous avons réalisé un montage d'une triode (Telefunken LS180) sur 11 cm : La lampe a été construite pour osciller sur 50 cm, et présente une symétrie circulaire, en première approximation ; les diamètres de la grille et de la plaque sont 8,5 et 13 mm, si nous prenons un potentiel de 500 volts, cela donne un temps de transit de $3{,}7\ 10^{-10}$ s. En prenant un déphasage de $2\ \pi$, cela donne comme fréquence possible 2 700 MHz soit 11 cm.

Nous avons alors réalisé sur les broches de la lampe (elles sont au nombre de 4) un système quadrifilaire résonant sur 11 cm environ. En ajustant la tension plaque avec 20 000 ohms dans la grille, nous avons obtenu une oscillation importante (18 mA grille) pour des valeurs voisines de 510 volts. Les oscillations commençaient pour 480 V et cessaient pratiquement pour 540 V.

Pour avoir une idée de la puissance obtenue, nous avons couplé un câble coaxial et mesuré a l'aide d'un thermistor : la mesure n'a pas été assez stable pour pouvoir être mentionnée, elle était de l'ordre de quelques watts. La question du couplage serait à étudier correctement et nous ne l'avons pas encore fait.

La mesure de longueur d'onde a l'aide d'un ondemètre coaxial a donné une valeur de 11,4 cm.

Nous avons entrepris la construction d'un générateur basé sur ces principes avec une lampe du type « disque scellé » et devant osciller sur 1 cm : une première version n'a pas donné satisfaction, les cavités utilisées n'ayant pas des qualités suffisantes, un 2° montage est en cours de réalisation, qui, nous espérons, pourra nous donner une puissance intéressante avec un matériel plus commun.

Avec notre triode dans le montage précédent, nous avons observé des oscillations faibles pour une valeur de la tension plaque voisine de 110 volts, qui correspond à un déphasage de $4\ \pi$, ce qui montre les possibilités de notre montage.

I. — ABSORPTION DANS LE SPECTRE HERTZIEN ET PROPRIÉTÉS DIÉLECTRIQUES

2° QUELQUES RÉSULTATS

L'EMPLOI DES ONDES RADIOÉLECTRIQUES POUR L'ÉTUDE DE LA STRUCTURE DES MACROMOLÉCULES

PAR

Lucia de BROUCKERE

Professeur à la Faculté Libre des Sciences de Bruxelles

L'un des problèmes qui retient l'attention des chimistes s'occupant des hauts polymères est celui de la configuration moyenne des macromolécules en chaîne. Les atomes successifs de la chaîne pouvant pivoter plus ou moins librement autour du lien qui les unit, la macromolécule peut prendre un grand nombre de configurations équivalentes. En fait, dans une solution diluée de polymère, toutes les configurations possibles sont représentées simultanément.

Les propriétés macroscopiques sont en fait des propriétés statistiques, et il est souvent utile de les rattacher à un paramètre moyen. On choisit généralement la « longueur quadratique moyenne », définie par la relation :

$$\bar{h} = \sqrt{\frac{\Sigma\, n_\nu\, h_\nu}{\Sigma\, n_\nu}}$$

où h_ν représente la distance des extrémités de la chaîne (figure ci-contre) ; n_ν le nombre de molécules ayant une longueur h_ν.

Pour calculer à priori les valeurs de $\bar{h}$, il faut connaître la fonction de distribution qui caractérise l'orientation des vecteurs élémentaires dont la somme représente la longueur h_ν.

Presque tous les calculs effectués à ce jour conduisent à une relation du type :

$$\bar{h}^2 = kP$$

entre la longueur $\bar{h}$ et le degré de polymérisation P (k étant une constante de proportionnalité).

Or, les données expérimentales, déduites de mesures de turbidité ne confirment pas toujours ces prévisions théoriques. Mais comme la relation entre la grandeur mesurée, l'intensité de la lumière diffusée, et la grandeur cherchée, la longueur $\bar{h}$ est fort complexe, il est difficile de savoir si le désaccord entre la théorie et « l'expérience » doit être attribué à une erreur d'interprétation des données elles-mêmes, ou à une inexactitude de la théorie.

Il serait donc extrêmement intéressant de déterminer la longueur $\bar{h}$ par une autre méthode. Or, il est évident que le moment dipolaire moyen $\bar{\mu}$

des macromolécules doit dépendre comme la longueur $\bar{h}$ de la fonction de distribution des orientations. Les deux grandeurs $\bar{h}$ et $\bar{\mu}$ doivent varier parallèlement l'une à l'autre.

La détermination des moments se fait à partir des courbes de dispersion de la constante diélectrique

et du facteur de pertes en fonction de la fréquence. Il existe peu de données utilisables dans la littérature. C'est pourquoi nous avons été amenés à reprendre la question avec M. VAN NECHEL d'abord, avec Mme BUESS, MM. DE BOCK et VERSLUYS ensuite.

Nous avons utilisé des solutions de chlorure de polyvinyle de masse moléculaire 120 000 dans le tétrahydrofurane et dans des mélanges de tétrahydrofurane et d'heptane. Nous utilisons actuellement des solutions de polymétacrylate de méthyle de masse moléculaire compris entre 100 000 et 2 000 000, dans du toluène.

Nous travaillons à des températures allant de —35°C à +10°C. Dans ces conditions, la zone de dispersion se trouve entre 0,5 et 50 mégacycles.

Bien que le calcul du moment, en valeur absolue, présente des difficultés nous pouvons affirmer, *dès à présent, que le moment dipolaire du chlorure de polyvinyle semble indépendant de la nature du solvant. Ce résultat est inattendu.*

En ce qui concerne l'influence de la masse moléculaire, nous n'avons encore étudié que deux fractions de polymétacrylate, l'une de poids moléculaire 95 000, l'autre de poids moléculaire 1 750 000. Les moments trouvés, 35 et 190 Debye sont à peu près proportionnels aux racines carrées des masses moléculaires. Il faut attendre les résultats des mesures portant sur d'autres fractions pour conclure de façon formelle à ce sujet.

Rappelons que l'on peut déduire des courbes de dispersion beaucoup de données en plus des moments. Ainsi, la fréquence critique correspondant au maximum des pertes, permet de calculer le temps de relaxation, c'est-à-dire le temps nécessaire pour que l'orientation des dipoles disparaisse après suppression du champ. Ce temps de relaxation représentant l'inverse d'une constante cinétique, on peut déduire de sa variation en fonction de la température, des valeurs de l'énergie libre, de l'enthalpie et de l'entropie d'activation du processus d'orientation. Un résultat intéressant que nous avons obtenu dans ce domaine, c'est que ces énergies d'activation semblent indépendantes du degré de polymérisation.

On trouve pratiquement les mêmes valeurs pour les deux fractions de polymétacrylates (énergie libre ~ 6 kcal/mole, enthalpie ~ 2-3 kilcal, et entropie ~ -0,013 kcal/mole). Ceci confirme l'hypothèse de l'indépendance presque absolue des chaînons statistiques.

RELAXATIONS ÉLECTRIQUES ET MÉCANIQUES DANS LES HAUTS POLYMÈRES

PAR

Paul CAILLON

Faculté des Sciences de Montpellier

Les tentatives faites pour établir des rapports directs entre la viscosité introduite dans l'expression du temps de relaxation diélectrique (de la théorie, généralisée ou non, de Debye) et la viscosité macroscopique mesurée par des méthodes rhéologiques aboutissent en général à des résultats décevants.

En utilisant les possibilités de comparaison directe (absence de solvant) des propriétés diélectriques et élastiques que permettent les hauts polymères linéaires tels que le chlorure de polyvinyle, une interprétation moléculaire de ces accords et désaccords devient possible, compte-tenu des progrès récents de la théorie des milieux viscoélastiques.

Dans de tels polymères, sous l'action d'une contrainte mécanique brusquement appliquée, trois aspects du phénomène de déformation apparaissent que l'on peut séparer les uns des autres par un choix convenable des températures et de l'échelle des temps d'observation :

1° Extension instantanée des chaînes moléculaires correspondant à une élasticité du type classique ;

2° déroulement, réarrangement et orientation des chaînes ou segments de chaînes correspondant à l'élasticité retardée ;

3° glissement des chaînes les unes par rapport aux autres se traduisant par une déformation subsistant après suppression de la contrainte exercée. Cette déformation est celle d'un liquide visqueux.

Par ailleurs, soumis à un champ électrique, ces polymères constitués de longues chaînes de molécules enchevétrées, portant des groupements polaires et contenant des impuretés électrolytiques, présentent une polarisation par déplacement ionique, par orientation dipolaire et une conductibilité ohmique.

Le déroulement et l'orientation des chaînes et segments de chaînes, d'une part, la polarisation ionique et par orientation de groupements polaires, d'autre part, sont des phénomènes d'hystérésis que

(1) R. F. TUCKETT, Trans. Faraday Soc 1944, p. 448.

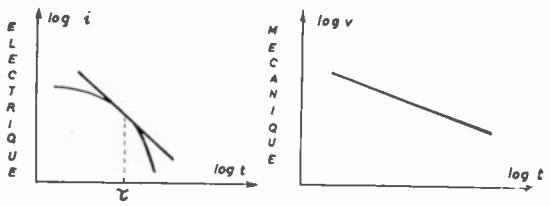
l'on peut caractériser plus efficacement par leur constante de temps (que nous appellerons temps de retard) que par des coefficients de viscosité qui impliquent des hypothèses supplémentaires arbitraires sous la forme des éléments en mouvement. Ces temps de retard sont identiques aux temps de relaxation diélectrique ou d'orientation (1) ou aux temps de retard des expériences de déformation sous *contrainte constante* mais différent des temps de relaxation mécaniques intervenant dans l'étude du relâchement des contraintes (« relaxation ») d'un corps viscoélastique soumis à une *déformation constante*. Ce sont ces temps de retard électriques et mécaniques que nous nous sommes proposés de comparer pour un même échantillon et pour diverses températures (40 à 110°C pour du chlorure de polyvinyle pur ou légèrement plastifié).

Une étude sommaire met immédiatement en évidence, pour ce polymère, deux groupes de temps de retard, les uns de quelques centaines de secondes, les autres de quelques centièmes de seconde.

A) Temps de retard supérieurs a la seconde :

Pour l'étude des temps de retard électriques supérieurs à la seconde nous avons utilisé une méthode de mesure électrométrique du courant de décharge d'un condensateur constitué avec une plaque du diélectrique étudié (1). Pour éliminer des constantes inutiles, nous avons tracé les courbes représentant le logarithme du courant en fonction du logarithme du temps. Ces courbes, d'allure grossièrement parabolique, ont leur concavité tournée vers y négatifs. En se fondant, par exemple, sur la théorie encore suffisante de Wagner on sait que le point de pente -1 a pour abscisse le temps de retard le plus probable.

D'autre part, pour l'étude des temps de retard mécaniques nous avons soumis l'échantillon à une brusque contrainte maintenue ensuite constante et provoquant des allongements inférieurs à 2 %. Nous avons vérifié que pour ces faibles déformations le principe de superposition s'applique. Les courbes équivalentes aux courbes électriques sont les courbes représentant le logarithme de la vitesse d'allongement en fonction du logarithme du temps.



Les résultats sont les suivants :

Pour chaque température on peut préciser expérimentalement un temps de retard électrique le plus probable.

Par contre, les courbes d'allongement, dans l'intervalle de temps de 5 à 2 000 secondes considéré, sont des droites, de sorte que la déformation est représentable par la loi de Nutting (2).

Ainsi, l'étude en régime transitoire de l'hystérésis électrique et mécanique à temps de retard élevé permet de définir, à une température donnée, un temps de retard le plus probable pour la polarisation ionique et met seulement en évidence, dans le domaine mécanique des processus de déroulement de chaînes moléculaires à vitesses très étalées. La corrélation entre les deux phénomènes est vague et ne permet pas, a fortiori, une comparaison de viscosités ou d'énergies d'activation liées à ces phénomènes.

B) Temps de retard inférieurs a la seconde :

Pour les temps de retard inférieurs à la seconde nous avons imposé à un même échantillon des variations de champ électrique puis de contrainte mécanique à la fréquence 25 et recherché, dans chaque cas, la température correspondant au maximum de pertes.

Les mesures électriques ont été effectuées au pont de Schering classique. Les mesures mécaniques, plus délicates, ont été faites en imposant à l'échantillon des vibrations forcées entretenues par une grosse barre métallique, d'amortissement propre négligeable. Par suite de sa liaison avec l'échantillon, cette barre présentait des oscillations d'amplitude décroissante dont nous avons mesuré le décrément logarithmique en fonction de la température. L'importance des variations des pertes mécaniques permet d'assurer une précision convenable aux mesures.

On constate que le maximum de l'angle de pertes diélectriques et du décrément logarithmique apparaissent, pour un échantillon donné, à une même température. En faisant ensuite varier la fréquence de mesure entre 15 et 50 c/s nous avons constaté le même déplacement du maximum de pertes électriques et mécaniques vers des températures plus élevées quand la fréquence augmentait.

L'interprétation précise des mesures mécaniques pour un corps présentant des phénomènes héréditaires et le calcul correct des temps de retard à partir de ces seules mesures sont difficiles, si l'on veut tenir compte des fonctions de distribution de ces temps de retard.

Cependant la très bonne coïncidence des températures donnant le maximum de pertes mécaniques et électriques, pour ces fréquences permet de conclure à l'étroite corrélation entre les phénomènes moléculaires mis en cause.

L'orientation des groupements polaires dans le champ électrique ne peut pas se faire, pour ces polymères linéaires thermoplastiques, indépendamment d'une modification de la configuration générale des chaînes (et segments de chaînes) moléculaires, au contraire de ce que l'on a constaté pour la polarisation ionique.

Les mesures mécaniques et électriques se complètent donc et permettent de préciser les phénomènes électriques et mécaniques comparables à l'échelle moléculaire.

(1) J. Granier, Recherches sur les propriétés diélectriques du caoutchouc ; (Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'Air n° 80 ; 1935).

(2) G. W. Scott Blair, A Survey of general and applied Rheology (Pitman and Sons 1949).

ÉTUDES DES NIVEAUX D'ÉNERGIE DANS LES SOLIDES PAR LA MÉTHODE D'ABSORPTION DIPOLAIRE DEBYE

PAR

M. R. ROHMER, Mme M. FREYMANN et M. R. FREYMANN

Laboratoires de Chimie Minérale et de Physique Faculté des Sciences. — Rennes.

I. — **Les techniques d'étude des diélectriques prennent des aspects très différents selon les problèmes examinés.**

Il ne nous semble pas inutile de rappeler que les mesures de ε' et ε'' ($\varepsilon^* = \varepsilon' - j\,\varepsilon''$) n'utiliseront pas les mêmes techniques, ni la même précision, selon le problème que l'on se pose au sujet des diélectriques : L'étude des vapeurs, les mesures de moments électriques par étude de solutions, le contrôle des théories du champ interne, etc... exigeront des *mesures très précises de* ε' (plutôt que de ε''), à la température ordinaire notamment. Par contre, le problème des défauts de réseau dans les solides (que nous examinons ici), et aussi le problème connexe des changements de phase, s'adresseront principalement aux mesures de ε'' (plutôt que de ε') ; ils exigent certainement moins de précision sur ε'' mais *surtout la possibilité de déterminer assez rapidement* ε'' *en fonction de la température* T (100 à 400° *K par exemple*) *et de la fréquence* ν (0,1 *kHz à* 10 000 *MHz*]. A cet égard nous citerons en exemple les travaux de Powles sur les hydracides où les deux paramètres T et ν ont été examinés conjointement, ainsi que les mesures de Meinnel (ce Colloque). Par contre, pour des raisons matérielles, de nombreux auteurs ont tracé plus particulièrement ε'' (ν) (Abadie, Girard et Coll ; Arnoult et Lebrun) ou bien ε'' (T) (Rennes) (*).

En outre, de nombreux auteurs se sont astreints à étudier des liquides purs, des solutions, ou des solides à l'état de monocristal, — ce qui présente un intérêt considérable du point de vue de l'élaboration de certaines théories.

Mais la mesure de l'*absorption hertzienne des poudres* s'impose dans de nombreux cas. Elle offre, certes, l'inconvénient de ne donner qu'une valeur relative de ε'', aucune théorie ne permettant encore (comme il en est pour ε') de déduire ε'' compact de ε'' poudre ; mais ceci importe peu pour la représentation $\log \nu_c - 1/T$ dont il sera question plus loin. Par contre, la technique des poudres permet l'examen des substances telles que les préparations chimiques habituelles les fournissent (ex. : oxydes de zinc, de fer ; adsorbants; substances biologiques).

De nombreuses applications techniques découlent de ce procédé des poudres : structure des oxydes, des semi-conducteurs, état de l'eau adsorbée (eau libre et eau liée, etc...), phénomènes d'adsorption et de catalyse.

Nos recherches ont porté surtout sur l'examen des défauts de réseau par mesure de ε'' en fonction de T, à quelques fréquences (1,10, 100 kHz d'une part, 9560 MHz d'autre part) :

En ondes *centimétriques* (9560 MHz) : Méthode du guide d'onde court-circuité de Benoit et Roberts — Von Hippel ; Klystron 723 A/B ; mesureur d'ondes stationnaires P.R.D. ; coude à 90° ; cuve de mesure de 5 mm d'épaisseur, placée dans un Dewar refroidi ou dans un four (100 à 400° K), avec précautions pour éviter l'humidité.

En ondes *kilométriques* (1,10 ou 100 kHz) : Générateurs à battement ou R.C. ; pont de Scherring (716 C) ; détecteur (oscilloscope ou bien filtre, amplificateur et millivoltmètre ; chacune de ces 2 méthodes de détection offre ses avantages). La poudre étudiée est tassée dans un condensateur cylindrique (Guillien) ; celui-ci est placé dans une enceinte où l'on peut faire le vide, la température pouvant varier de 100 à 400°K environ.

II. — **Application à l'étude des défauts de réseau dans les solides.**

1° Rappel sur le problème des défauts dans la structure des solides.

Alors que pour un corps à l'état de vapeur on considère des niveaux d'énergie très étroits, on sait (Kittel ; Wiley New-York 1953) que, pour un corps solides une large « bande de valence » correspond au dernier niveau de valence de l'atome isolé ; et, au-dessus, une « bande de conduction » correspond au premier niveau excité de l'atome isolé. Ceci pour le solide pur, parfait.

(*) Lorsque l'emploi d'appareils de mesures automatiques le permettra, la représentation à 3 dimensions $\log \varepsilon''$, $\log \nu_c$, $1/T$ sera sans doute la seule utilisée.

Dans un solide présentant des impuretés — ou défauts de réseau —, des niveaux intermédiaires apparaissent entre les bandes de valence et de conduction ; ces impuretés peuvent être « chimiques » (traces d'un corps étranger) ou « physiques » (défaut de structure).

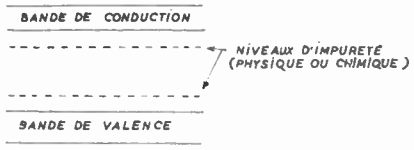


FIG. 1

Les niveaux d'énergie ainsi définis avaient été étudiés jusqu'ici principalement : par fluorescence ou absorption dans les spectres optiques ; par conductivité en courant continu (voir plus loin ZnO). Les travaux de Breckenridge aux U.S.A., les recherches que nous avons poursuivies à Rennes sur les semi-conducteurs ont montré que l'absorption hertzienne apporte un nouveau procédé d'étude de ces niveaux d'énergie : c'est ce que permet la représentation log ν_c — $1/T$.

2° La représentation log ν_c — $1/T$ et la détermination de U (et A).

Après avoir mesuré ε'' en fonction de T pour 3 fréquences au moins (1,10, 100 kHz), on peut tracer la courbe reliant le logarithme de la fréquence ν_c du maximum Debye à la température T correspondante (voir figures paragraphe III). L'expérience montre que c'est une droite, en accord avec la théorie de Frohlich qui donne $\nu_c = A \exp. - U/kT$. U, *énergie d'activation des défauts de réseau, peut donc être déduite de ces mesures, ce qui contribue à définir les divers niveaux d'énergie du solide.*

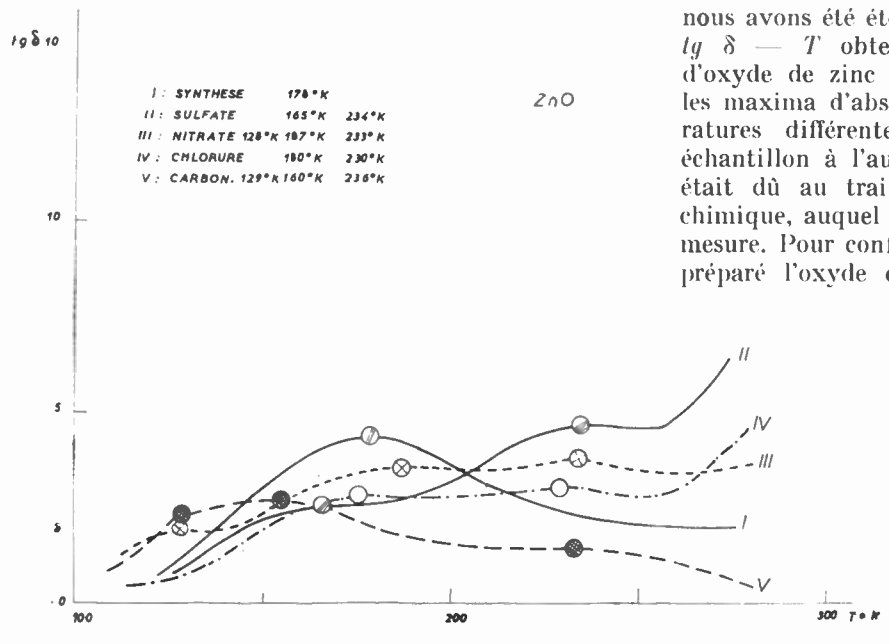


FIG. 14

3° Applications.

A) *Cristaux ioniques* : NaCl renfermant des défauts montre des bandes d'absorption Debye : Voir communication Meinnel.

B) *Semi-conducteurs* : Ils présentent également un ou plusieurs maxima d'absorption Debye :

a) *Monoatomiques* : *Bore, Sélénium.* Voir Meinnel.

b) *oxydes* (J. Phys. 1953 et 1954). *Zn O* Voir paragraphe III ; *oxydes d'uranium* (Mme Freymann, Mlle Langevin, Mme Rolland-Bernard ; Perio et Kleinberger du CEA) ; *oxydes de fer* (Hagene) ; *oxydes de cuivre* (Daniel), etc...

C) *Cristaux moléculaires.* (J. Phys. 1954, 15, 165). L'absorption hertzienne de H_2O — et peut être celle des hauts polymères ? — pourrait, sous réserves, s'interpréter également par l'hypothèse des défauts de réseau.

III. — Un exemple typique d'étude des défauts de réseau par la spectroscopie hertzienne : l'oxyde de zinc.

Toutes les méthodes utilisées jusqu'à présent pour l'étude des défauts de réseau de l'oxyde de zinc — conductivité, absorption, absorption infrarouge, absorption ultra-violette et fluorescence — ont été effectuées sur l'oxyde de zinc dit « pur ». Les auteurs préparent, suivant des méthodes classiques et avec un maximum de soins, l'« Oxyde de zinc pur » qu'ils soumettent ensuite à leurs mesures. En déterminant ainsi l'absorption hertzienne : ε'' ou tg. $\delta = \dfrac{\varepsilon''}{\varepsilon'}$ en fonction de la température, nous avons été étonnés de constater que les courbes $tg\ \delta$ — T obtenues avec différents échantillons d'oxyde de zinc pur n'étaient pas superposables : les maxima d'absorption apparaissent à des températures différentes et leur intensité varie d'un échantillon à l'autre. Nous avons pensé que ce fait était dû au traitement, aussi bien physique que chimique, auquel a été soumis l'échantillon avant la mesure. Pour confirmer cette hypothèse, nous avons préparé l'oxyde de zinc par différentes méthodes et nous avons soumis tous les échantillons au même traitement physique : chauffage à 1 100° C pendant 6 heures en creuset couvert et refroidissement brusque à l'abri de l'humidité. Nous avons reporté sur la figure 1 les courbes de variation de *tg.* δ en fonction de la température entre 90° et 300° K pour une fréquence de 10 kHz.

	PRÉPARATION	Maxima (°K)			U en eV		
I	Synthèse		179°			0,28	
II	précipit. à partir du sulfate		165°	234°		0,29	0,34
III	précipit. à partir du nitrate	128°	187°	228°	0,20	0,29	0,35
IV	précipit. à partir du chlorure		180°	230°		0,29	?
V	Chauffage du carbonate	129°	155°	233°	?	0,28	0,35

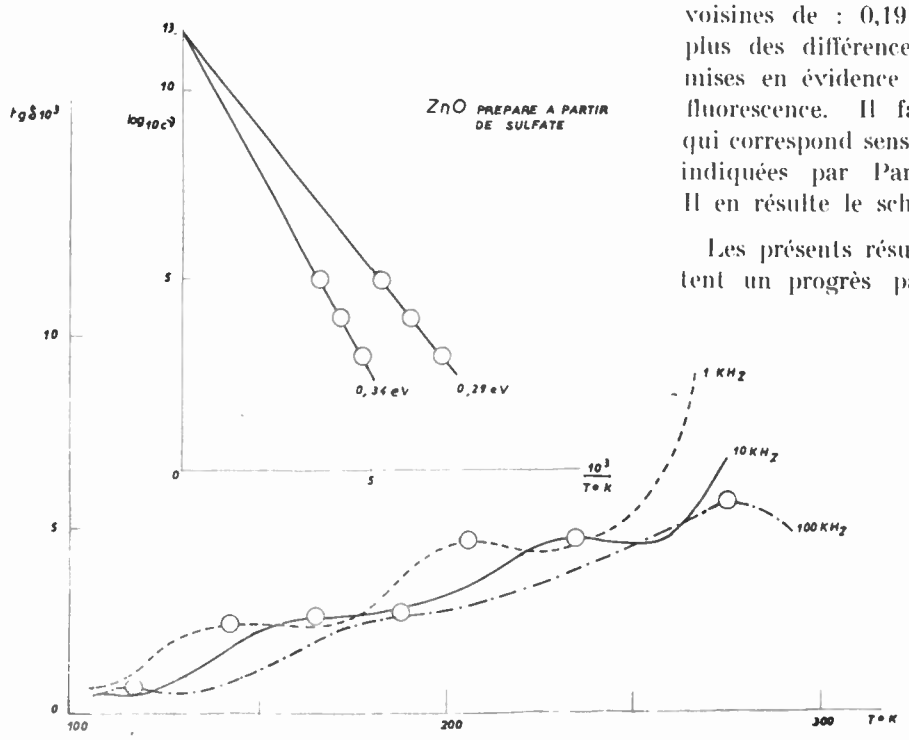


FIG. 3

On remarquera que le nombre et l'intensité des maxima, donc le nombre et le peuplement des niveaux d'énergie, dépendent de la méthode de préparation. En reprenant les mesures pour 2 autres fréquences, on détermine l'énergie d'activation correspondante : c'est, à un facteur constant près, la pente de la droite $\log \nu_c = \frac{1}{T}$ (fig. 3). Contrairement à ce qu'on pouvait attendre, on trouve pour U certaines valeurs privilégiées.

Alors que les mesures de conductivité en courant continu ne laissent prévoir qu'un (Schéma Miller (4)) ou deux niveaux (Schéma Heiland (2), fig. 4) les valeurs trouvées par absorption hertzienne sont voisines de : 0,19 ; 0,21 ; 0,34 et 0,40 eV, en plus des différences de niveau 3,2 eV et 2,5 eV mises en évidence par absorption ultra-violette et fluorescence. Il faut ajouter la valeur 0,05 eV qui correspond sensiblement aux bandes infra-rouges indiquées par Parodi (1) (vibration du réseau). Il en résulte le schéma provisoire de la fig. 4.

Les présents résultats préliminaires qui représentent un progrès par rapport à ceux de Fritsch (5), Miller (4), Heiland (2) et Hahn (3) (conductivité) doivent être complétés par de nouvelles expériences : absorption hertzienne d'oxydes préparés à partir de zinc spectroscopiquement pur, absorption hertzienne d'oxyde renfermant des impuretés chimiques connues, absorption et fluorescence visibles, absorption infra-rouge, résonance paramagnétique, ...

[1] Parodi : Thèse, Paris (juin 1938).
[2] Heiland : Z. für Physik 132 — 1952, p. 367 et 354.
[3] Hahn : J. of Applied Physics 22 — 1951, p. 855.
[4] Miller : Semi-conducting Materials Reading ; Butherworths Scientific Publications, London, 1951.
[5] Fritsch : Ann. Physik 22 — 1935, p. 375.

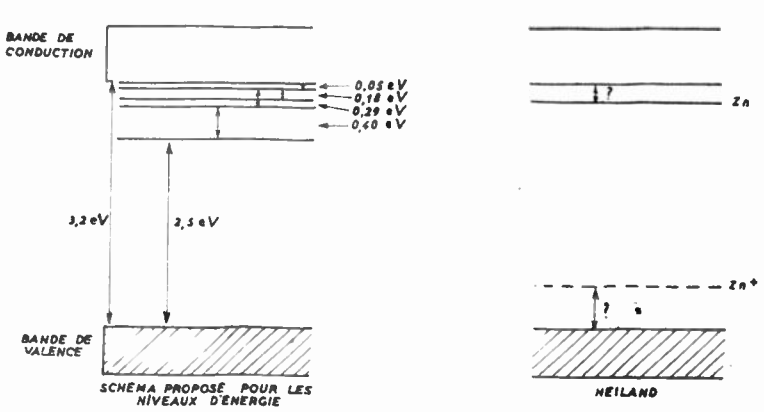


FIG. 4

ÉLIMINATION GRAPHIQUE DU TERME DE CONDUCTIVITÉ DANS LES MESURES DE ε' ET ε'' EN ONDES KILOMÉTRIQUES ; APPLICATIONS

PAR

J. MEINNEL

Faculté des Sciences Rennes

L'interprétation des résultats expérimentaux obtenus lors de l'étude des propriétés diélectriques des solides est souvent rendue difficile par suite de la superposition de plusieurs phénomènes distincts. En particulier, les pertes observées ε''_T peuvent être la somme :

(1) des pertes ε''_C dues à la conductivité par *porteurs libres.*

(1) $\varepsilon''_C = 18.10^{11} \frac{\sigma}{\nu}$ σ conductivité spécifique en mhos/cm.

(2) des pertes du type Debye dues aux *porteurs liés* ou « complexes dipolaires » :

(2) $$\varepsilon''_D = (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2}$$

(3) des pertes ε''_{MW} du type Maxwell-Wagner dans les diélectriques composites.

D'où (3) $\varepsilon''_T = \varepsilon''_C + \varepsilon''_D + \varepsilon''_{MW}$.

Nous nous attacherons à quelques cas où les pertes du type (1) et (2) sont prépondérantes.

La séparation de ces deux termes dépend de la technique expérimentale utilisée :

A. — Étude en fonction de la température.

Diverses études sur les cristaux ioniques (1) (12), celles sur les semi-conducteurs faites à Rennes montrent l'importance du terme ε''_C qui peut dénaturer l'allure du terme Debye ε''_D . (5) (7) (14) (15).

Pour éliminer le terme de conductivité, Breckenridge utilise le diagramme log tg δ, $1/T$ (fig. 1) (cas de pertes faibles en admettant ε' constant).

On note — comme dans l'étude en continu — que la courbe expérimentale se résoud en un certain nombre de segments de droite qui permettent de déduire la valeur de ε''_D. On obtient ε''_C par différence.

Mais ce procédé s'avère assez aléatoire lorsque le maximum de ε''_D tombe sur un coude de ε''_C (fig. 1).

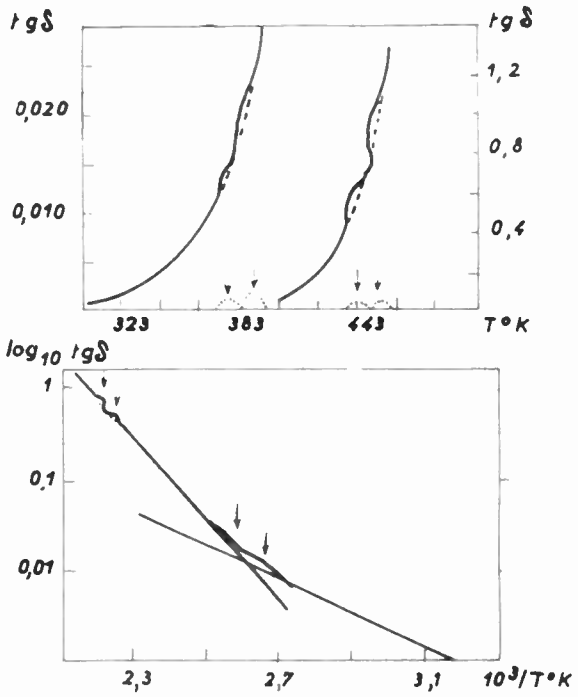


Fig. 1 — Monocristal Na Cl impur (0.18 Cd Cl_2) [1]

B. — Étude en fonction de la fréquence.

On utilise le fait que ε''_C est proportionnel à σ/ν (formule 1). Cette particularité a été employée lors de l'étude de divers composés à l'état compact : macromolécules (3), cristaux moléculaires (11), cristaux ioniques (8) ... ou liquides (10) (2) ...

Nous nous en sommes servis lors de l'étude *de poudres* de semi-conducteurs monoatomiques ou de chlorure de sodium.

a) *Etudes de pertes* (fig. 2a) d'après la formule (1) :

$$\log \varepsilon''_C = Cte - \log \nu .$$

les pertes dues aux porteurs libres sont représentées par *une droite de pente-1 dans le diagramme* log ε'', log ν.

D'autre part, d'après (2)

$$\log \varepsilon''_D = C^{te} + \log \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2}$$

Les asymptotes de cette courbe ont pour pentes :

+ 1 du côté des basses fréquences et — 1 du côté des hautes fréquences.

La figure 2 se rapporte à une poudre de *Se* humide. La connaissance du terme ε''_C permet le calcul de ε''_D.

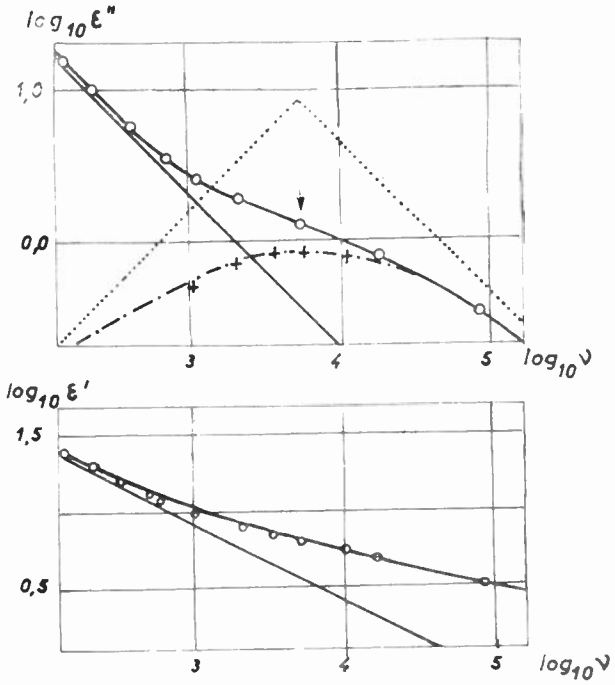


FIG. 2 — Poudre de Se gris humide T 264° K

b) Etude de ε' : (voir figure 2b) (6) (10) (11).

Applications.

A. — CAS DES SEMI-CONDUCTEURS (4) (11).

Sélénium gris fig. 2 et 3.

L'influence considérable de traces d'humidité sur de nombreuses propriétés physiques du sélénium, nous a amené à comparer les propriétés diélectriques des produits secs et de ceux humides. L'utilisation du diagramme log ε'', log ν nous a permis de déceler des maxima Debye importants, quoique insoupçonnés à première vue, pour les produits humides.

Le produit sec présente toujours des pertes Debye dont la position n'a pas varié (fig. 7) mais dont l'intensité a diminué.

Bore amorphe fig. 4.

Humide, ce produit presente plusieurs maxima plus ou moins nets, pour ε''_D : des maxima intenses à énergie d'activation assez élevée (0,4 à 0,6 *eV*) et des maxima plus faibles (0,12 à 0,15 *eV*). Seuls, ces derniers subsistent pour un produit sec.

Oxyde cuivreux fig. 5. (Influence de l'humidité négligeable).

Des mesures en $f(T)$ effectuées en collaboration avec Daniel (4) avaient montré l'existence de phénomènes Debye dans certains échantillons de Cu_2O

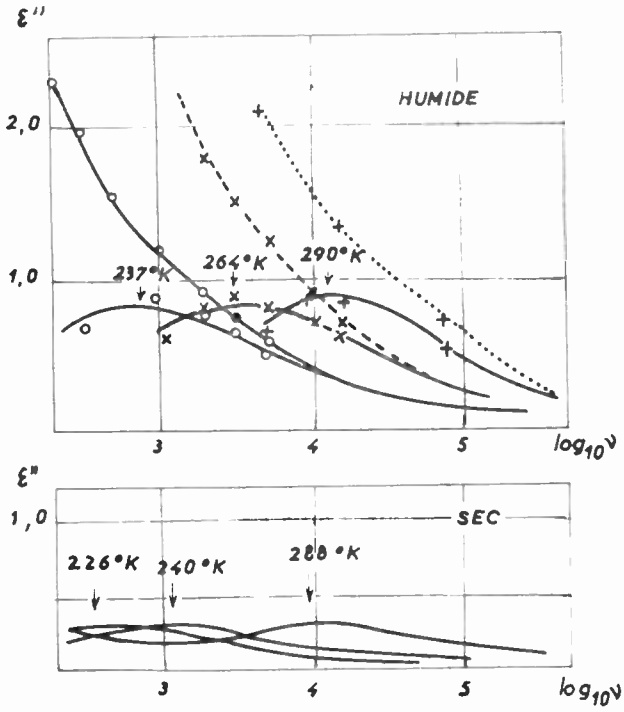


FIG. 3 — Poudre de Se gris. Influence de l'humidité

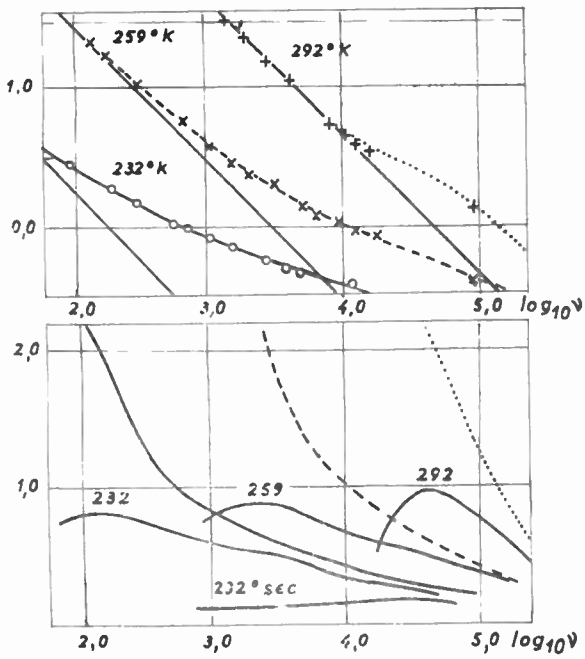


FIG. 4 — Poudre de Bore amorphe humide

(énergies d'activation comprises entre 0,20 et 0,25 *eV*) (fig. 5*b*).

L'étude en fonction de la fréquence nous a permis de déceler des bandes Debye dans des produits où elles étaient masquées par le terme ε''_C (fig. 5*a*). Les énergies d'activation trouvées sont du même ordre de grandeur que pour les produits précédents.

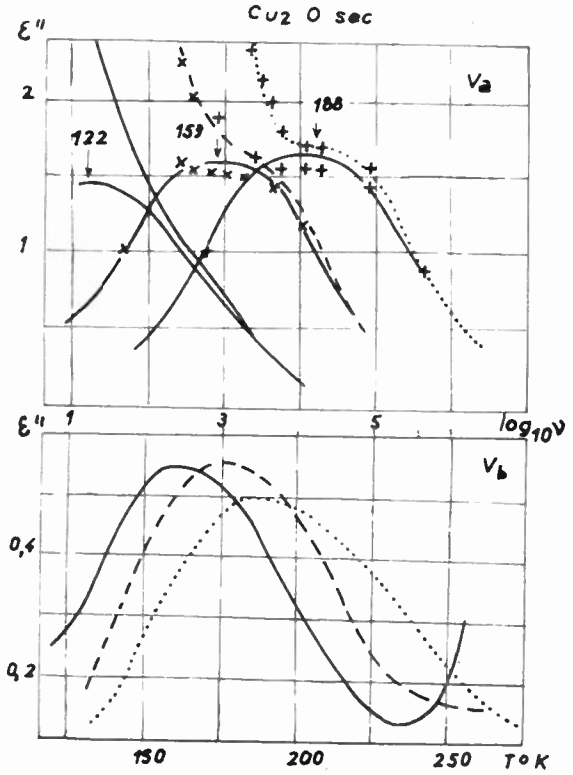


FIG. 5 — CuO_2 sec

B. — CAS DU CHLORURE DE SODIUM IMPUR.

La contradiction des résultats obtenus à ce jour (1) (8) (9) (12) pour le NaCl, nous a amené à reprendre cette étude selon notre conception de défauts de réseau résultant d'un changement de phase (14).

Afin de diminuer l'effet de conductivité (13) (16) nous avons utilisé comme impureté un anion bivalent : $SO_4^=$ le mélange NaCl + Na_2SO_4 était fondu à 1 000°C puis trempé.

Des mesures effectuées en collaboration avec Mlle BRIAND nous ont permis d'observer des phénomènes Debye importants sur de nombreux échantillons de NaCl impur (fig. 6). L'énergie d'activation correspondante est de l'ordre de 1 *eV* (d'après les maxima de tg δ).

En outre, la valeur trouvée pour A (10^{13}) est conséquente avec la théorie de Breckenridge.

Il aurait été intéressant de séparer les termes ε''_C et ε''_D, mais l'intervalle trop restreint de ν et de *T* que nous avions la possibilité d'utiliser ne nous l'a pas permis. En outre, il ne nous a pas semblé, jusqu'à présent, que ε''_C et ε''_D etaient des fonctions aussi simples que celles données en (1) et (2), mais comme

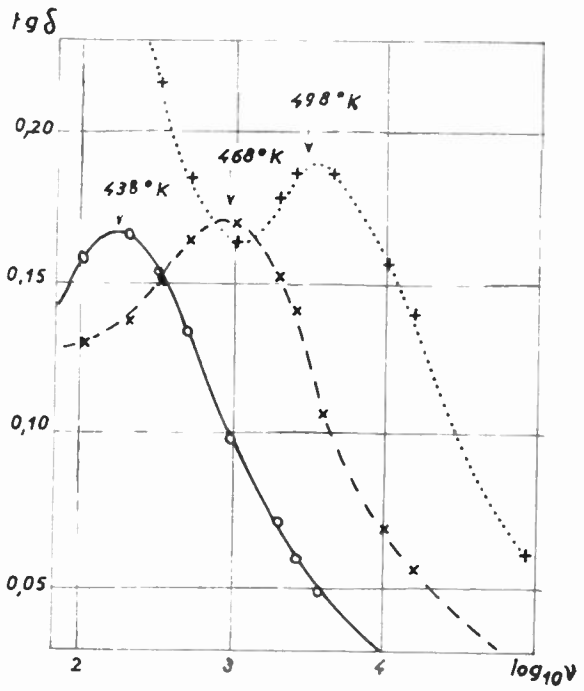


FIG. 6 — Na Cl impur (0,34 % Na_2SO_4)

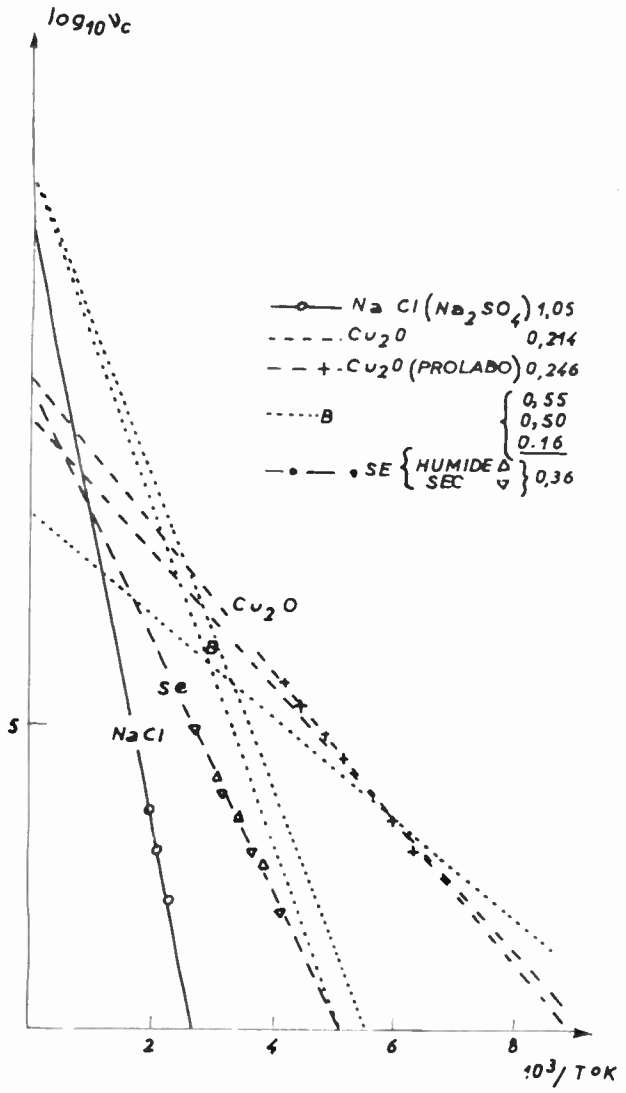


FIG. 7 — Energies d'activation en *eV* d'après $\nu_c = Ae^{-U/KT}$

l'a prévu Lidiard des fonctions plus compliquées de la fréquence.

Les différences les plus marquantes par rapport aux résultats de Breckenridge consistent en l'observation :

— d'un seul maximum Debye (13)

— dans l'importance du terme Debye tg $\delta > 0{,}10$.

En résumé, la méthode de séparation graphique des pertes ε''_C et ε''_D dans le diagramme, log ε'', log ν est d'une grande généralité et s'applique même aux poudres. Elle nous a été d'un grand secours pour le dépouillement de nos résultats.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Breckenridge R. G. — J. Chem. Phys. 1948, 16, 1959 ; 1950, 18, 196, Imperfections in nearly perfect. crystals, Wiley, N. Y. 1952.

[2] Brand J. C. D., James J. C. et Rutherford A., J. Chem. Phys. 1952, 20, 530.

[3] Carter W. C., Magat M., Schneider W. C. et Smyth C. P., Trans. Farad. Soc. 1946, X L II A, p. 213.

[4] Daniel E. — D.E.S. Rennes (1953) (tirage limité).

[5] Freymann M. et R. — C.R. 1949, 229, 1013 ; 1950, 230, 2094 ; 1951, 232, 1096 , 1449 et 2312 ; 1953, 237, 1684 ; J. Phys. et Rad. 1953, 14, 203 ; 1954, 15, 82.

[6] Ferry J. D. — J. Chem. Phys. (1948) 16, 737.

[7] Hagene B. — D.E.S. Rennes (1954) (tirage limité).

[8] Haven Y. — J. Chem. Phys. 1953, 21, p. 171.

[9] Henvis, Davisson et Bursteim, Phys. Rev. 1951, 82, p. 774.

[10] Hasted J. B., Ritson D. M. et Collie R. H., J. Chem. Phys. 1948, 16, p. 1.

[11] Johnson J. F. et Cole R. H., — J. Am. Chem. Soc. 1951, 73, 4536.

[12] Kondo S. et Suita T. — J. Phys. Soc. Japan 1950, 5, 375.

[13] Lidiard. — Technical report NR. 017.413.

[14] Meinnfl J. — J. Phys. et Rad. 1953, 14, 425, 1954, 15, 124.

[15] Rohmer R. et Tiennot M. — C. R. 1954, 238, 234.

SUR QUELQUES CAUSES D'ERREUR DANS L'ÉTUDE DES SUBSTANCES MAGNÉTIQUES AUX FRÉQUENCES RADIOÉLECTRIQUES

PAR

I. EPELBOIN

(Laboratoire de Physique, Enseignement, Faculté des Sciences de Paris)

Le comportement des substances magnétiques dans les champs alternatifs faibles est influencé par 3 phénomènes : l'hystérésis, le traînage et les courants de Foucault. Cela complique beaucoup l'étude de l'aimantation aux fréquences radioélectriques et nous essaierons ici de discuter quelques cas simples.

Dans le domaine de Rayleigh (champs très faibles), on peut éliminer l'hystérésis en extrapolant les valeurs de la perméabilité magnétique $\mu = f(H)$ pour un champ $H \to 0$; comme la courbe représentative est une droite, la perméabilité μ ainsi obtenue est connue avec une bonne précision [1].

Il est plus difficile de séparer les pertes dues au traînage. Dans le domaine de Rayleigh, le traînage dit « de diffusion » [2] se manifeste parfois, après variation du champ, par une évolution de la perméabilité dans un temps fini τ qui s'ajoute à la variation instantanée due à l'hystérésis. On peut alors l'éliminer en enregistrant $\mu = f(H)$ dans un temps inférieur à τ [3].

Aux fréquences radioélectriques, les courants de Foucault provoquent dans les ferromagnétiques conducteurs un effet pelliculaire considérable qui constitue la cause, essentielle, de la variation de la perméabilité magnétique. Cette dernière caractéristique se détermine à partir de mesures d'impédances ; elle s'écrit sous la forme de perméabilité complexe $\mu_1 - j\mu_2$ lorsque l'échantillon est placé parallèlement au champ magnétique (effet pelliculaire magnétique) et $\mu'_1 - j\mu'_2$ lorsqu'il est placé parallèlement au champ électrique (effet pelliculaire électrique). Les deux effets pelliculaires se calculent, dans le cas des rubans et des fils, à l'aide de divers abaques déduits des équations de Maxwell ; ce calcul n'est rigoureux que si les substances étudiées sont homogènes et nous sommes donc amenés à examiner dans quelle mesure les matériaux usuels satisfont à cette condition.

Hétérogénéité des rubans et des fils à haute perméabilité.

On ne peut admettre à priori que les échantillons sont homogènes suivant leur épaisseur et de nombreuses anomalies signalées depuis une cinquantaine d'années sont liées à une hétérogénéité de la substance magnétique dont il est nécessaire de tenir compte.

Pour connaître la répartition de la perméabilité

magnétique suivant l'épaisseur des rubans ou suivant le diamètre des fils, nous utilisons le polissage électrolytique. Soit μ la perméabilité d'un ruban ou d'un fil magnétique ; cette valeur correspond en fait à l'ensemble des différentes valeurs μ_x que la perméabilité prend en chaque point. En désignant par x la distance du point au plan milieu du ruban ou à l'axe du fil et en supposant la répartition symétrique, la formule de la moyenne permet d'écrire :

$$\mu = \frac{1}{x}\int_0^x \mu_x \, dx$$

En faisant subir aux échantillons des amincissements électrolytiques successifs, on met à jour les différentes couches éloignées de x du plan ou de l'axe de référence ; x se mesure au palmer ou par pesée, μ se détermine par des mesures d'impédance et l'on peut calculer μ_x et tracer la courbe $\mu_x = f(x)$, (texture magnétique macroscopique). Dans le cas des rubans, la détermination de cette courbe est précise car il est possible de vérifier que le polissage n'apporte pas de perturbations. On peut en effet amincir les rubans simultanément sur les deux faces ou, au contraire, en protégeant une face pendant toutes les opérations ; si donc on polit 2 rubans identiques en prenant soin de ne pas utiliser la même méthode pour les deux, on doit trouver finalement la même répartition de la perméabilité ; dans le cas contraire, on serait obligé de conclure à une perturbation due à l'amincissement. Heureusement, l'expérience a montré que ce n'était pas le cas et l'on est en droit de parler de la texture magnétique des rubans [3], [4], [5]. Quand il s'agit de fils, on est obligé de faire quelques réserves puisque cette vérification n'est pas possible. De la même façon, nous avons pu constater que la résistivité des fils et des rubans n'est pas homogène et nous avons établi la distribution $\rho_x = f(x)$ de cette propriété [6].

On a trouvé une hétérogénéité de la perméabilité magnétique et de la résistivité électrique dans beaucoup de matériaux métalliques de haute perméabilité et ceci était dû, souvent, à une altération des couches superficielles. Nous avons constaté qu'un recuit de plusieurs heures était insuffisant pour rendre un ferronickel homogène ; par exemple, le mumétal au molybdène doit être traité plusieurs jours à 950° dans l'hydrogène pur et sec pour que sa texture disparaisse ; malheureusement, cela entraîne une diminution notable de sa perméabilité qui passe de 40 000 à 2 000. Le fer très pur reste hétérogène après un recuit de plusieurs jours ; la perméabilité des couches superficielles devient en effet supérieure à celle des couches profondes et ceci se traduit par des valeurs relativement élevées de μ_1 aux très hautes fréquences.

Il se peut que certains ferrites aient une perméabilité et une conductibilité plus forte à la surface que dans les couches internes, ce qui expliquerait l'accroissement de μ_1 que l'on constate aux fréquences élevées. En effet, la résistivité électrique diminue considérablement dans cette gamme de fréquences et l'effet pelliculaire atteint alors une valeur suffisante pour mettre en évidence une forte perméabilité des couches superficielles quand elle existe. Cependant, cette

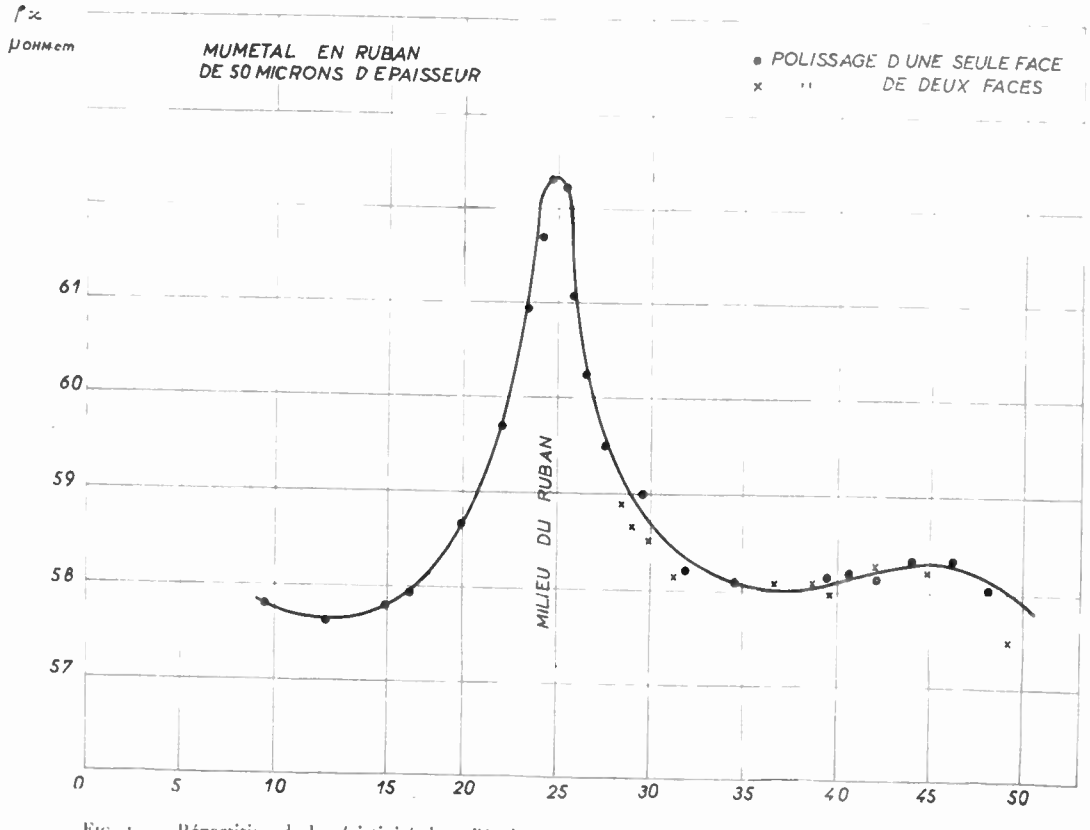


FIG. 1. — Répartition de la résistivité dans l'épaisseur d'un ruban en mumétal de 50 microns d'épaisseur déterminée en polissant des 2 côtés (×) ou d'un seul côté (.).

diminution de résistivité se traduit par une dispersion, de l'ordre de 10^4, du pouvoir inducteur ε de l'échantillon qui peut produire également une variation anormale de μ_1 en fonction de la fréquence En effet, pour étudier la substance, on l'introduit sous forme de noyau dans une bobine et l'accroissement ΔC de la capacité répartie de l'enroulement est une fonction croissante du pouvoir inducteur du noyau ε. Comme entre la self apparente L_a de la bobine et la self vraie L_v (corrigée de l'influence de la capacité répartie) existe la relation $\frac{L_a}{L_v} = \frac{1}{1 - \omega^2 L_v \Delta C}$ un pouvoir inducteur important entraîne un accroissement de L_a et par conséquent de μ_1 puisqu'il lui est proportionnel. Cependant, des mesures effectuées avec plusieurs bobines à divers nombres de spires montrent que la dispersion de ε ne peut expliquer à elle seule l'accroissement de μ_1. Les progrès effectués dans les traitements électrolytiques des semi-conducteurs et dans la pulvérisation cathodique des oxydes [7] permettront peut-être de vérifier que les couches superficielles possèdent une conductibilité et une perméabilité plus élevée et d'expliquer ainsi l'accroissement de μ_1.

Comparaison des effets pelliculaires magnétique et électrique.

L'hypothèse d'une parfaite homogénéité des matériaux magnétiques entraîne l'égalité des effets de peau magnétique et électrique, c'est-à-dire $\mu_1 - j\mu_2 = \mu'_1 - j\mu'_2$. Cette relation peut cependant être fausse si la substance est fortement anisotrope. Pour comparer par un procédé non destructif les effets pelliculaires électrique et magnétique d'un fil aux fréquences inférieures à 50MHz, nous avons utilisé le dispositif suivant. Le fil magnétique est enroulé en hélice sur un cylindre creux en quartz ($\varnothing$ = 20 mm), les spires disposées de façon à éviter les effets parasites de la mutuelle (erreur 2 %) et de l'entrefer (négligeable). Après recuit, le noyau ainsi constitué est introduit dans une bobine à enroulement démontable qui donne un champ magnétique parallèle au fil (effet pelliculaire magnétique) : pour obtenir un champ électrique parallèle au fil (effet pelliculaire électrique), on insère ce dernier, toujours sur son support en quartz, dans le circuit d'un pont d'impédance. Des mesures [6] effectuées dans ces conditions avec des fils de ferronickels à haute perméabilité, ayant subi des recuits usuels ont montré que la perméabilité initiale calculée en utilisant l'effet pelliculaire électrique est 2 à 3 fois plus grand qu'en utilisant l'effet pelliculaire magnétique. Pour que cette différence disparaisse, il est souvent nécessaire d'effectuer des recuits de plusieurs jours et la perméabilité baisse alors considérablement.

Comme les substances ne sont pratiquement jamais homogènes, on doit utiliser les abaques déduits des équations de Maxwell non pour connaître la valeur de la perméabilité, mais plutôt comme courbes de comparaison permettant de constater l'anomalie de la variation de la perméabilité en fonction de la fréquence [8], [9].

Sur l'anisotropie magnétique.

Pour s'affranchir dans un large domaine de fréquences de l'influence des courants de Foucault, on est tout naturellement conduit à étudier les matériaux sous une faible épaisseur. Mais une autre cause

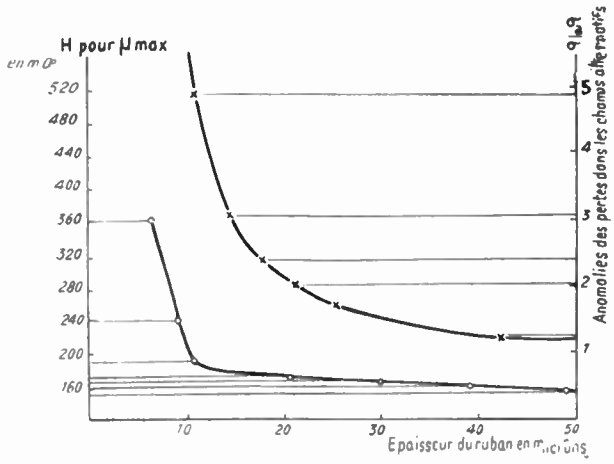


FIG. 2. — Variation de σ_a/σ pour un ruban de 50 microns en mumétal au molybdène ayant subi après recuit des polissages électrolytiques successifs. La perméabilité initiale reste de l'ordre de 15 000. Variation, en fonction de l'épaisseur, du champ H correspondant à la perméabilité maximum. Les rubans de différentes épaisseurs ont été obtenus par amincissement électrolytique d'un ruban de 50 microns d'épaisseur et recuits dans H_2 pur.

d'erreur apparaît par le fait que l'échantillon acquiert alors une forte anisotropie magnétique qui se traduit par un changement d'allure de la variation de la perméabilité en fonction du champ magnétique, par un accroissement du champ H_m correspondant à la perméabilité maximum et par un accroissement du rapport σ_a/σ, σ représentant la conductibilité électrique mesurée en branchant le ruban dans un circuit électrique et σ_a la conductibilité apparente donnée par la pente de la droite μ_2/μ_1 en fonction de la fréquence. La figure 2 indique les variations de

Nature du ruban	Epaisseur (microns)	Perméabilité μ à 20°	Perméabilité μ à − 196°	Résistivité ρ à + 20°	Résistivité ρ à − 196°	Anomalies $\frac{\sigma_a}{\sigma}$ a + 20°	Anomalies $\frac{\sigma_a}{\sigma}$ à − 196°
Mumétal recuit.	72	12 600	3 160	60	50	1,45	1,4
Mumétal recuit.	11	14 060	4 130	60	52	4,?	3,6
Fe Ni 76 % trempé.....	200	2 153	1 848	22	10,3	1,2	1,2
Fer pur	94	634	595	9,86	1,28	2,1	2,1
Fer pur	48	590	556	9,86	1,28	6,0	6,0

H_m et de σ_a/σ d'un ruban de mumétal au molybdène de 50 μ d'épaisseur initiale auquel on fait subir des amincissements électrolytiques successifs. Il est à remarquer que σ_a/σ ne varie pas en fonction de la température : il a par exemple la même valeur à la température de l'azote liquide et à l'ambiante (Voir le tableau ci-dessous). Ceci confirme la forte anisotropie des rubans minces et autorise également à déterminer les coefficient de température de la conductibilité électrique par une méthode d'induction, c'est-à-dire en relevant μ_2/μ_1 en fonction de la fréquence à différentes températures. Cette méthode présente l'avantage de rendre inutiles les amenées de courant et peut par conséquent être employée pour l'étude des poudres [10].

Indépendamment de leurs qualités classiques appréciées en télécommunications, les poudres finements divisées régulièrement réparties dans un diélectrique permettent d'éviter l'anisotropie magnétique macroscopique. Nous avons étudié des poudres provenant de métaux, d'oxydes et de ferrites et nous avons constaté que lorsqu'il n'y avait pas d'interactions entre les grains, les relations suivantes se trouvaient vérifiées pour les faibles charges p [11] :

$$\text{Log } \mu = p \text{ Log } \mu_f$$

$$\text{tg}\alpha = p \text{ tg } \alpha_f$$

$$\text{avec tg } \alpha = \frac{\mu_2}{\mu_1} \qquad p = \frac{\text{volume de la poudre}}{\text{volume du noyau}}$$

μ_f et tg α_f sont des constantes, caractéristiques d'une substance fictive constituée de grains dont l'isolement électrique et magnétique serait parfait sans diélectrique ($p = 1$). De façon schématique, nos résultats peuvent se classer ainsi :

a) Etude par induction du coefficient de température de la conductibilité des poudres. Nous avons mesuré les pertes magnétiques aux fréquences radioélectriques à différentes températures, particulièrement à l'ambiante et à celle de l'azote liquide. Le rapport de conductibilité correspondant à ces deux températures est 1,6 $\pm$ 0,2 pour du fer carbonyle en poudre (on avait trouvé 5,7 pour du fer pur en ruban) et 1,54 $\pm$ 0,07 pour une poudre de permalloy à 80 % de Ni (on avait trouvé 1,33 pour un ruban de mumétal au molybdène).

b) Relevé de la caractéristique $\mu_1 - j\mu_2$ d'une substance dans l'ensemble de l'échelle des ondes hertziennes [12]. B. Pistoulet [13] a pu étudier le comportement des poudres carbonyles (fer et nickel) ainsi que de poudres en permalloy jusqu'aux fréquences de 24 000 MHz et il a pu donner des exemples de dispersion de μ_1 et d'absorption de μ_2 dues uniquement aux microcourants de Foucault induits aux fréquences de plusieurs MHz.

c) Dans le cas d'une résonance ferromagnétique pure, les diagrammes de la perméabilité $\mu_1 - j\mu_2$ aux ondes centimétriques sont représentés dans le plan complexe par des cercles [13]. Nous en donnons un exemple fig. 3 avec une poudre de nickel carbonyle mesurée à 24 000 MHz. On peut donc calculer à une fréquence donnée la constante gyromagnétique g du spin avec 3 équations distinctes reliant g au champ magnétique statique superposé H_a. La connaissance plus précise de telles relations pourrait

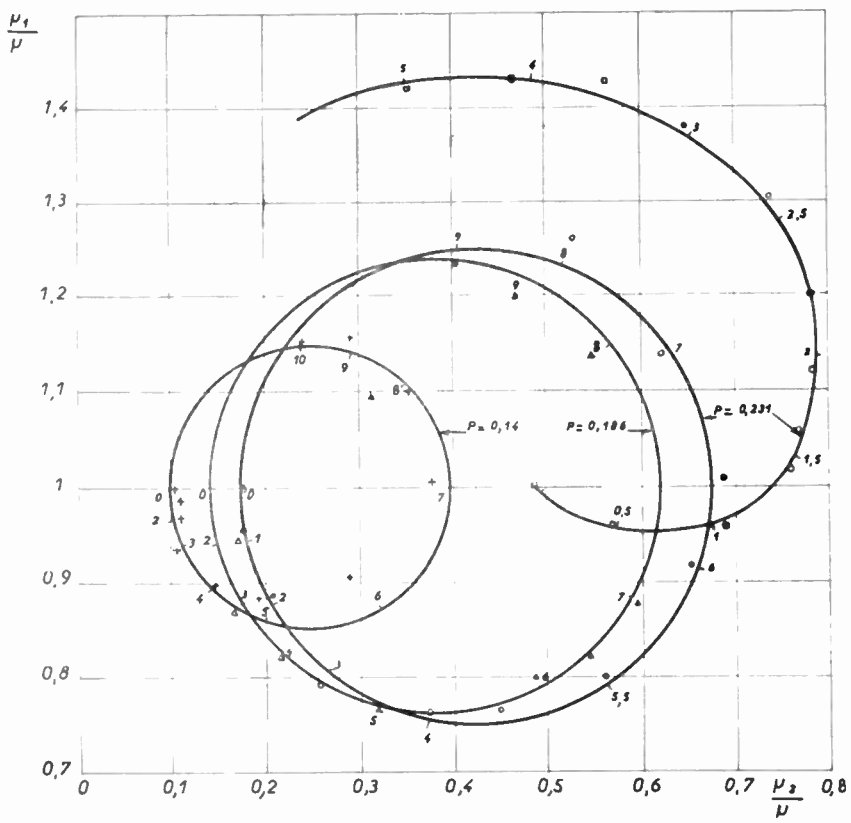


FIG. 3. — Diagramme de la perméabilité dans le plan complexe, d'échantillons de charges différentes de poudres de nickel. Les valeurs de H_a portées sur les courbes sont exprimées en 10^3 oersteds.

indiquer si la valeur anormale de g (supérieur à 2) n'est pas due à une anisotropie magnétique aux ondes centimétriques analogue à celle des rubans minces en basse fréquence. La grosse difficulté est de trouver des poudres facilement saturables et dont les dimensions et le degré d'homogénéité des grains soit telles que l'on puisse assimiler le champ magnétique qu'ils engendrent à celui d'un dipôle parfait.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Epelboin I. — Colloque International de Ferromagnétisme et Antiferromagnétisme, Grenoble 1950. J. Phys. Rad, 1951, 12, p. 361-371.

[2] Néel L. idem p. 339-351 et J. Phys. Rad., 1952, 13, p. 249-64.

[3] Marais A. — C. R. Acad. 1954. 238. p. 1782-4 ; Thèse 1955.

[4] Epelboin I. et Marais A. — C. R. Acad., 1949, 228, p. 1110-3.

[5] Soft Magnetic Materials for Telecommunications. Pergammon press. London 1953 (Colloque tenu au Centre de Recherches du Post Office en avril 1952). Epelboin I., p. 135-44 et A. C. Lynch, p. 183-90.

[6] Ghaheri A. — Thèse, juin 1953.

[7] Fert C. — C. R. Acad. 1954, 238, p. 333.

[8] Feldtkeller R. — Spulen und Übertrager 1949, ed. S. Hirzel, Zurich.

[9] Epelboin I. — Rev. Gén. Elec., 1946, 55, p. 271-281 et 310-324 et, Rev. Gén. Elec., 1951, 60, p. 74-84.

[10] Mlle J. Carli. — D.E.S., nov. 1953.

[11] Abadie P., Epelboin I. et Pistoulet B., C. R. Acad 1950, 231, p. 762-5.

[12] Abadie P., Epelboin I. — C. R. Acad. 1948, 226, p. 1706-9

[13] Pistoulet B. — Thèse 1951. Ann. Télécomm., 1952, p. 14-25 85-97 et 127-138.

II. RÉSONANCE PARAMAGNÉTIQUE NUCLÉAIRE : RÉSONANCE QUADRUPOLAIRE : RÉSONANCE PARAMAGNÉTIQUE ÉLECTRONIQUE ; POLARISATION — EFFET FARADAY

I° RÉSONANCE PARAMAGNÉTIQUE NUCLÉAIRE

RÉSONANCE ET RELAXATION NUCLÉAIRE EN CHAMP ALTERNATIF

PAR

G. BÉNÉ, P. DENIS, R. EXTERMANN, C. MANUS
et R. MERCIER

Institut de Physique, Université de Genève

Un dispositif décrit ailleurs (1) a été utilisé pour l'étude de la résonance magnétique nucléaire par la méthode de Bloch (2) en champ purement alternatif de période T_s. La résonance des protons de diverses substances a été observée à la fréquence de 350 kc/s (3). Les effets de relaxation ont été observés à l'aide de solutions aqueuses de nitrate ferrique de dilutions croissantes et ont porté particulièrement sur l'étude de l'amplitude des signaux de résonance lorsque le champ est égal à la valeur maximum du champ alternatif directeur, et dans les conditions où les temps de relaxation T_1 et T_2 sont plus petits, égaux, ou plus grands que T_s.

Les résultats ont été interprétés en première approximation (4) à l'aide d'une théorie « asymptotique » valable seulement dans les cas où T_1 et T_2 sont très petits ou très grands par rapport à T_s. Les expériences ont été complétées depuis par des mesures plus précises dans une large bande de valeurs des temps de relaxation et pour des fréquences du champ alternatif comprises entre 15 et 80 c/s.

L'interprétation de nos résultats est basée sur le formalisme mathématique proposé par Salpeter (5). La théorie donnée par cet auteur a été étendue au cas de la résonance en champ alternatif et les équations obtenues ont été intégrées dans le cas de passages adiabatiques (temps de résonance grand par rapport à la période de Larmor des protons). Les courbes de Salpeter donnant m (t) moment résultant par unité de volume dans la direction du champ principal, u (t) et v (t) composantes respectivement en phase et en quadrature de phase avec le champ tournant haute fréquence, perpendiculaires à la direction du champ principal, sont donnés dans ce cas par la figure 1.

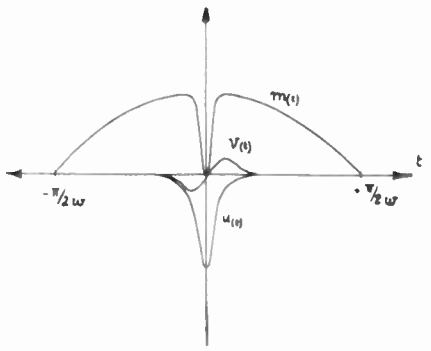


FIG. 1

L'extension de cette théorie aux cas où T_1 et T_2 sont plus grands que la période de balayage T_s conduit à des courbes du même type que dans le cas où T_1 et T_2 sont plus petits que T_s. Le maximum

de u (t) est alors donné dans tous les cas de passage adiabatique et en valeur relative, par les expressions :

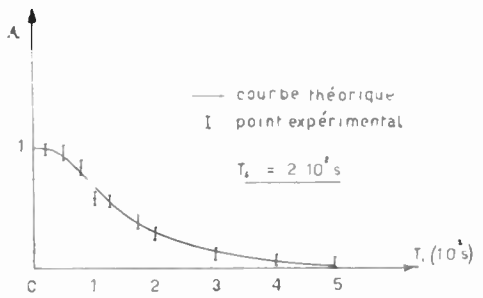


FIG. 2

1) $u_{max} = T_s / 1\ T_1$ pour $T_s < 1\ T_1$

2) $u_{max} = \dfrac{1}{1 + (1 T_1 / T_s)}$ pour $T_s > 1\ T_1$

La figure ci-contre (fig. 2) compare ces résultats théoriques aux résultats obtenus par l'expérience.

[1] *Onde Electrique* 1954 (in press).
[2] F. Bloch, *Phys. Rev. 70*, 460 (1946).
[3] *Journal Phys. Rad.*, 1954 (in press).
[4] *CR Acad. Sciences 238*, 1315 (1954).
[5] E. Salpeter, *Proc. Phys. Soc. A 63*, 437 (1950).

CONTRIBUTIONS A L'ÉTUDE DES DISPOSITIFS DE RÉSONANCE NUCLÉAIRE

PAR

C. MANUS, R. MERCIER, G. BÉNÉ,
P. DENIS, R. EXTERMANN
Ecole Polytechnique de l'Université de Lausanne

Nous nous sommes attachés au cours de cette étude à réaliser deux dispositifs de résonance nucléaire basés sur la méthode d'induction dans lesquels soit supprimée la superposition de deux champs magnétiques différents, l'un statique, l'autre alternatif.

Le premier fonctionne en champ purement alternatif. Le second permet des observations en champ purement constant grâce à une modulation de fréquence. La réalisation du premier dispositif annoncé ailleurs (1) et (2) nous a permis d'étendre la théorie de la relaxation à la résonance en champ purement alternatif. Le second dispositif est actuellement en cours de réalisation.

Description du premier dispositif.

Il fonctionne dans une bande de fréquence comprise entre 350 kc/s et 1 Mc/s. Nous nous contenterons de préciser certaines de ses particularités ;

a) L'oscillateur pilote à fréquence variable est du type « transitron electron-coupled ».

Sa stabilité de fréquence et d'amplitude est bien connues. Nous avons amélioré encore les performances qui lui sont propres :

1° par l'introduction d'un dispositif de stabilisation d'amplitude du type « delayed A.G.C. » qui détecte automatiquement les fluctuations d'amplitude H.F. à la sortie de l'étage push-pull. Celles-ci sont redressées et commandent la grille n° 1. Ceci a pour effet d'une part de faire travailler l'oscillateur dans les régions linéaires des lampes, améliorant ainsi la stabilité de fréquence, d'autre part d'assurer un champ H.F. extrêmement constant.

2° Le circuit oscillant se trouve dans une chambre thermostatique blindée. Sa température est stabilisée à $\pm$ 3/100° C. La stabilité de fréquence est supérieure à 10^{-5}.

b) Le transitron est alimenté par un groupe indépendant, redresseur et stabilisateur (fig. 1), à faible débit, et très haute performance de stabilisation. Son taux de stabilisation est supérieur à 10^{-4}.

D'autre part, l'alimentation générale du restant du dispositif est fournie par un 2e groupe de stabilisation à fort débit (sur figure 1). Grâce à un réglage très soigneux, nous avons obtenu un taux de stabilisation de 5.10^{-4} pour des fluctuations de tension d'une amplitude de 20 %. La tension de ronflement de sortie est inférieure à 1 mV.

La stabilité et la très faible composante alternative de sortie des groupes de stabilisation permet des observations de résonance nucléaire dont la qualité ne le cède en rien aux dispositifs fonctionnant sur batterie.

Dispositif à fréquence modulée.

Ce dispositif est basé sur l'utilisation des céramiques ferroélectriques.

Il est fait usage dans le circuit oscillant de l'émetteur pilote d'une céramique polarisée électriquement de faible épaisseur (de l'ordre de 0,1 mm). Cette céramique ($Ba\ Ti\ O_3$) est soumise à l'action d'un générateur B.F. à fréquence et amplitude variables.

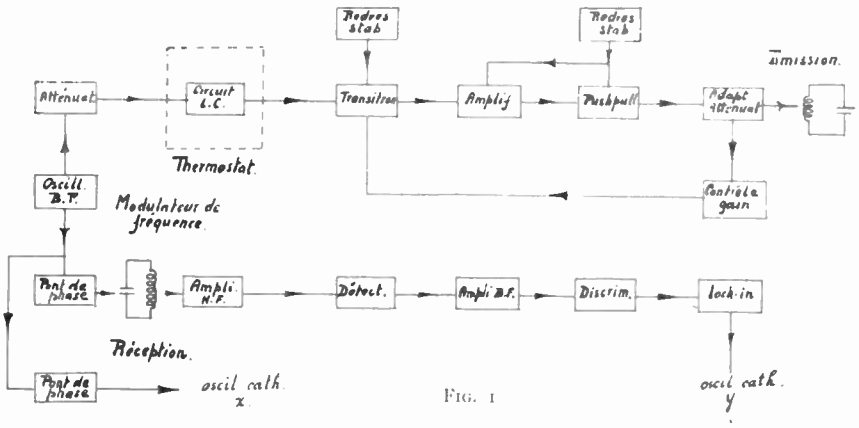


FIG. 1

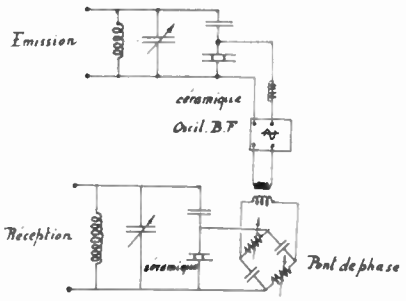


FIG. 2

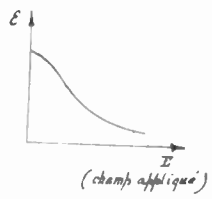


FIG. 3

L'examen de la caractéristique d'une telle céramique, fig. 3, nous montre que sa constante diélectrique et par conséquent la valeur de sa capacité est modulée par le champ qui lui est appliqué. La fréquence d'accord du circuit de reception du signal doit être, elle aussi, soumise à une modulation de fréquence aussi parfaitement identique que possible à la modulation du circuit d'émission. La bande passante de réception « explore » en quelque sorte toute une zone de fréquence correspondant à la largeur de la raie observée.

Ce dispositif présente les avantage suivants :

1° Les bobines de balayage n'ayant plus de raison d'être, la sonde d'exploration du champ magnétique se réduit à la tête haute fréquence. Or il est possible de donner à celle-ci un volume de la dimension des bobines d'induction utilisées couramment en métrologie des champs magnétiques.

2° Il permet de vérifier facilement l'ensemble des théories de la relaxation régissant la forme des signaux de résonance. Ceci, grâce au fait que la puissance requise pour assurer la modulation est extrêmement faible. Elle peut donc être fournie par un oscillateur basse fréquence de type courant.

[1] *J. Phys. Rad.*, mai 1954 p. 378.
[2] *C.R. Acad. Sc. Paris*, *238*, 1315 (1954).

UN NOUVEAU TYPE DE SPECTROGRAPHE HERTZIEN PARTICULIÈREMENT ADAPTÉ A LA RÉALISATION DE DISPOSITIFS CRYOGÉNIQUES ET DE MESUREURS DE CHAMP MAGNÉTIQUE

PAR

Robert GABILLARD

Ecole Normale Supérieure, Paris

1. Facteurs dont dépend l'intensité du signal de résonance.

Dans tous les spectrographes hertziens travaillant dans la bande des ondes métriques et décamétriques, la partie sensible de l'appareil, celle qui transforme le phénomène physique à mesurer en tension électrique, est constituée par une bobine d'inductance.

Dans le calcul des performances d'un spectrographe, il y a donc lieu de considérer d'une part cette bobine, et d'autre part le reste des circuits de

l'appareil. Dans la mesure où ces derniers comportent des sources de bruits (lampes, résistances, semiconducteurs) ils ne peuvent que détériorer le rapport signal/bruit délivré par la bobine.

Pour réaliser un spectrographe présentant à sa sortie un rapport signal/bruit optimum il y a donc lieu :

1º de réaliser une bobine de mesure ayant le meilleur rapport signal/bruit possible,

2º de limiter au strict minimum le nombre des lampes et résistances entrant dans la composition des circuits associés à cette bobine.

(c'est-à-dire de réaliser l'appareil *le plus simple possible*.)

2. La bobine de mesure.

Un calcul dont on trouvera le détail dans un livre à paraître (¹), permet d'obtenir pour expression de l'intensité du signal disponible aux bornes de la bobine :

$$s = 8\,\pi^2 f_0\ (\mathcal{X}\ n\ S)\ v$$

f_0 fréquence de travail,

$\mathcal{X}$ rapport volume échantillon/volume bobine,

n nombre de spires,

S surface de la bobine,

v paramètre d'absorption.

Ce signal est accompagné du bruit de fond produit par la résistance r des fils de la bobine.

$$e^2 = 4\ KTr\ \Delta f$$

T température du bobinage,

K constante de Boltzmann,

Δf bande passante de l'appareillage.

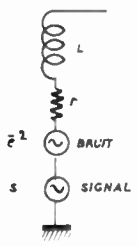


FIG. 1

Nous avons donc au départ un rapport signal/bruit

$$\rho = \frac{s}{\sqrt{e^2}} = 4\,\frac{\pi^2}{\sqrt{K}}\,\frac{f_0}{\sqrt{T\,\Delta f}}\,\frac{\mathcal{X}\,n\,S}{\sqrt{r}}\,v$$

C'est ce rapport qu'un appareil *idéal* (de facteur de bruit $F = 1$) permettrait d'obtenir avec *une bobine réelle*.

Dans ce rapport :

$\dfrac{f_0}{\sqrt{T\,\Delta f}}$ est en général choisi en fonction du genre de recherche que l'on désire effectuer et v ne dépend que de l'échantillon étudié.

Il y a donc lieu, *compte tenu de la fréquence f_0 choisie*, de réaliser une bobine rendant le rapport $\dfrac{\mathcal{X}\,n\,S}{\sqrt{r}}$ maximum.

Dans ce rapport $\mathcal{X}$ représente *l'adaptation* de l'échantillon à la bobine ; ce dernier devant la remplir le plus complètement possible. La section S de la bobine devant d'autre part être maximum il en résulte que ρ est d'autant meilleur que l'échantillon est plus gros. Cela ne signifie pas que l'intensité du signal dépende du volume de l'échantillon mais simplement que la qualité d'une grosse bobine est meilleure que celle d'une petite.

On devra donc choisir une bobine d'un diamètre le plus grand possible compatible avec l'inhomogénéité du champ magnétique, comportant le plus grand nombre possible de spires, et ayant la résistance haute fréquence la plus faible possible. Ceci revient à chercher à avoir les *coefficients de self induction L et de surtension Q les plus grands possibles*.

3. Les circuits de couplage.

Dans le cas le plus simple (système de BLOCH en résonance nucléaire), la bobine est simplement branchée aux bornes d'un amplificateur. Mais comme il faut evidemment que la bande passante Δf de ce dernier soit centrée sur la fréquence f_0, nous trouvons là un obstacle à pouvoir choisir pour L une valeur très élevée.

En effet la capacité C_1 d'entrée du premier tube et la capacité C_2 par rapport à la masse du fil reliant

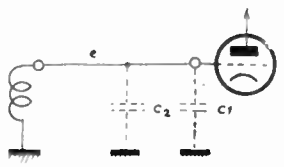


FIG. 2

la grille de ce tube à la bobine constituent avec celle-ci un circuit accordé sur la fréquence :

$$f = 1/2\,\pi\,\sqrt{L\,(C_1 + C_2)}$$

et comme il faut avoir $f = f_0$, ceci impose la condition :

$$L = \frac{1}{C_1 + C_2}\,\frac{1}{4\,\pi^2 f_0^2}$$

Prenons un exemple :

$f_0 = 30$ Mc/s tube 6 AK5 $C_1 = 4$ pF $C_2 = 20$ pF

Nous avons $L \simeq 1{,}1$ µH

4. La résonance série.

Si l'on intercale en série avec la bobine dans la sonde de mesure une petite capacité c_0, on obtient un circuit accordé cette fois par la capacité.

$$\mathcal{C} = c_0 \frac{1}{1 + \frac{c_0}{c_1 + c_2}}$$

prenons par exemple $c_0 = 5$ pF nous avons cette fois, $C = 4{,}1$ pF et $L \simeq 6{,}5$ µH

Ce circuit permet donc pour une fréquence f_0 donnée, d'utiliser une bobine de bien meilleures performances que celle qu'il serait possible d'employer à l'aide d'un spectromètre classique et par suite d'obtenir un meilleur rapport signal/bruit.

5. Réalisations pratiques.

Nous avons réalisé sur le principe précédent, deux types de spectrographes.

1. Autodyne [2]

Le schéma de la figure 3 appliqué à l'oscillateur

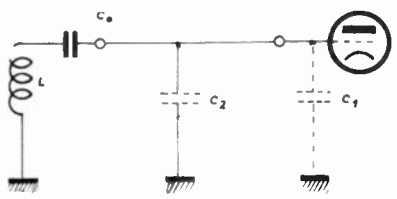


Fig. 3

colpitts le transforme en un oscillateur déjà connu sous le nom d'oscillateur « clapp » (fig. 1).

On démontre facilement qu'il apparaît au point A une résistance négative.

$$R = -\frac{g_m}{\omega^2 C_a C_b} \qquad (g_m = \text{pente du tube})$$

il suffit d'avoir $R \geqslant r$ pour que l'appareil oscille et r étant de l'ordre de quelques ohms, C_a et C_b peuvent être relativement grands.

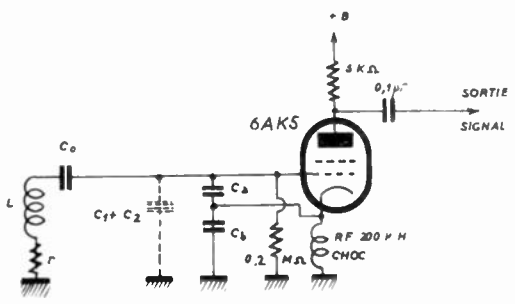


Fig. 4

Pour une fréquence d'oscillation de 30 Mc/s, nous avons pu réaliser :

$$L = 3\ \mu\text{H} \qquad C_a = 50\ \text{pF} \qquad C_b = 150\ \text{pF}$$

et enfin C_2 est la capacité de 50 pF d'un câble coaxial standard petit modèle (diamètre 6 mm) de 64 cm de long.

La souplesse de ce câble ainsi que sa longueur — nous avons pu porter cette longueur à 1,10 mètre — qui cette fois n'affecte pas les performances de l'appareil permet de relier très facilement l'oscillateur à la sonde de mesure, même si celle-ci doit être placée au fond d'un dewar assez profond.

Cet appareil est donc *particulièrement bien adapté à la réalisation de dispositifs cryogéniques*. Ainsi qu'à tous les cas où la sonde de mesure doit être *éloignée* de l'appareil ou pouvoir se *déplacer facilement* (*mesureur de champ magnétique* par exemple).

Un autre avantage de cet oscillateur est dû à la présence d'un condensateur C_a de 50 pF entre grille et cathode. Ce condensateur rend presque négligeable les bruits microphoniques dus aux variations de capacité d'entrée liées aux vibrations mécaniques de la grille.

Le signal HF est détecté par la plaque ce qui permet d'avoir un ensemble de circuits extrêmement simple.

2. Système de pont accordé.

Un pont à minimum utilisant la résonance série a également été réalisé (fig. 5).

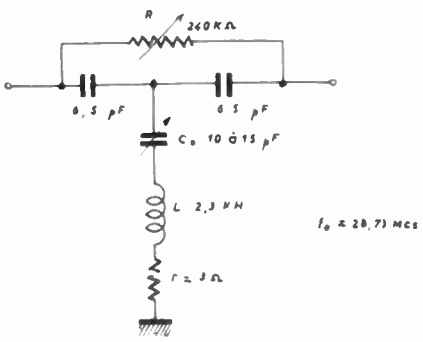


Fig. 5

L'avantage de ce modèle de pont est de permettre pour une même fréquence l'emploi de bobines de coefficient de self induction deux à trois fois plus grand que dans les ponts classiques ce qui améliore beaucoup le rapport signal/bruit.

Enfin la forte valeur de la résistance d'équilibre R permet de réaliser facilement celle-ci à l'aide de potentiomètres radio-classiques.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Livre de Résonance nucléaire publié sous la direction du Professeur Pierre Grivet (à paraître prochainement).

[2] R. Gabillard. — Un nouveau spectrographe du type auto-oscillateur, *C.R.* t. 237, p. 705-708 (1953).

RÉALISATION DES CHAMPS MAGNÉTIQUES TRÈS HOMOGÈNES POUR L'ÉTUDE DES STRUCTURES FINES EN RÉSONANCE PARAMAGNÉTIQUE NUCLÉAIRE

PAR

Jacques PONTIER

Laboratoire de Radioélectricité, E.N.S., Paris

Calcul et construction d'un électro-aimant à air.

La résonance paramagnétique nucléaire exige que le champ magnétique soit aussi uniforme que possible sur tout l'ensemble de l'échantillon.

A cause de ces exigences, nous avons conçu un électro-aimant à air qui élimine les inhomogénéités spatiales des électro-aimants à fer, inhomogénéités dues :

— à l'état des surfaces des pièces polaires,

— au parallélisme non rigoureux de ces surfaces,

— à la qualité du fer.

L'électro-aimant réalisé est formé de deux bobines en position d'Helmholtz.

Partie électrique.

Le bobinage a été réalisé en bande de cuivre à l'argent de 45 mm de largeur et de 0,2 mm d'épaisseur.

Nous avons choisi de la bande afin d'éliminer au maximum les causes d'échauffement, et du cuivre à l'argent (0,087 % Ag) car ses propriétés électriques et mécaniques sont stables jusqu'à 350° C au lieu de 230° C pour le cuivre rouge.

L'isolant entre couches est constitué par de la toile de verre imprégnée silicone dont la température d'utilisation pratique peut être portée aux environs de 300° C.

Partie mécanique.

La carcasse de l'électro-aimant a été conçue en alliage de magnésium et en laiton.

Des échantillons des matériaux entrant dans la construction de l'appareil ont été pesés à la balance de Curie : la susceptibilité de l'alliage de magnésium choisi et celle du laiton utilisé ont été trouvées inférieures ou au plus égales à celle de l'eau.

Le bobinage a été effectué sur des mandrins en alliage de magnésium, mandrins montés sur rotules ayant un angle de rotation maximum de 5 degrés. Ces mandrins sont solidaires de plateaux mobiles sur glissières en laiton : l'un verticalement, l'autre horizontalement par rapport à deux plateaux verticaux parallèles dont la distance entre eux est réglable à l'aide de tiges filetées à pas différentiel.

Nous avons ainsi réalisé un système réglable dans les trois directions, le système de rotules permettant en plus de rendre les deux bobines rigoureusement parallèles, les trois autres déplacements permettant :

— d'une part de régler l'écartement des bobines,

— d'autre part de faire se confondre rigoureusement les axes magnétiques des deux bobines.

Calcul du champ

Nous avons calculé le champ créé par chaque bobine.

Champ en un point de l'axe.

En assimilant la bobine à un système de spires circulaires concentriques et tenant compte de l'isolant sous forme de spires circulaires, par application de la loi de Laplace, nous avons établi une formule rigoureuse pour le champ sur l'axe.

En désignant par l la largeur de la bobine, e_1 l'épaisseur du conducteur, e_2 celle de l'isolant, R_1 et R_2 les rayons intérieur et extérieur de la bobine, le champ sur l'axe, en un point à la distance z du centre de la bobine est donné par :

$$\frac{H}{I} = \frac{2\pi}{l(e_1+e_2)}\left[\left(\frac{l}{2}+z\right)\mathrm{Lg}\left|\frac{R_2+[R_2^2+(z+l/2)^2]^{1/2}}{R_1+[R_1^2+(z+l/2)^2]^{1/2}}\right| + \left(\frac{l}{2}-z\right)\mathrm{Lg}\left|\frac{R_2+[R_2^2+(z-l/2)^2]^{1/2}}{R_1+[R_1^2+(z-l/2)^2]^{1/2}}\right|\right] \qquad (1)$$

Le tableau ci-dessous donne les valeurs calculées dans le cas où

$l = 4{,}5$ cm $\quad e_1 = 0{,}02$ cm $\quad e_2 = 0{,}01$ cm

$R_1 = 10$ cm $\quad R_2 = 35$ cm

z cm	$\frac{H}{I}$ Gauss/A	z cm	$\frac{H}{I}$ Gauss/A
0	25,9994	7	20,8564
0,5	25,9662	7,5	20,2809
1	25,8655	8	19,7011
1,5	25,7004	8,5	19,1213
2	25,4722	9	18,5479
2,5	25,1871	9,5	17,9799
3	24,8474	10	17,4183
3,5	24,4583	10,5	16,8671
4	24,0275	11	16,3273
4,5	23,5586	11,5	15,8001
5	23,0587	12	15,2835
5,5	22,5336	12,5	14,7830
6	21,9870	13	14,2965
6,5	21,4276	13,5	13,8217
		14	13,3641

En calculant les différences premières $\left(\frac{H}{I}\right)_{z_1} - \left(\frac{H}{I}\right)_{z_2}$ nous avons déterminé le point d'inflexion de la courbe $H/I = f(z)$, point qui se trouve situé à 8 cm du centre de la bobine. En mettant les bobines en position telle que les points d'inflexion se trouvent confondus, nous plaçons le système en position d'Helmholtz, c'est-à-dire en position telle que l'homogénéité soit maximum au voisinage du centre.

Spire unique équivalente a une bobine de section carrée de faible dimension par rapport au rayon.

Pour déterminer le champ en un point quelconque en dehors de l'axe, nous avons ramené la bobine précédente à un système de spires circulaires planes, suivant la méthode de T.R. Lyle (1).

Nous avons calculé le rayon de la « spire unique équivalente » en cherchant la spire unique qui donne le même champ en son centre que la bobine de section carrée.

Si nous posons : $\lambda = l/R_1$

le champ au centre d'une bobine de section carrée se déduit de la formule (1), nous obtenons :

$$\frac{H_c}{I} = \frac{2\pi}{e_1 + e_2} \operatorname{Lg} \left| \frac{1 + \lambda + [(1+\lambda)^2 + \lambda^2/4}{1 + (1 + \lambda^2/4)^{1/2}} \right|^{1/2} \quad (2)$$

Le calcul donne pour rayon de la spire équivalente :

$$R = \frac{\lambda R_1}{\operatorname{Lg} \left| \frac{1 + \lambda + [(1+\lambda)^2 + \lambda^2/4]}{1 + (1 + \lambda^2/4)^{1/2}} \right|^{1/2}} \quad (3)$$

En prenant λ suffisamment petit, les équations (2) et (3) peuvent s'écrire :

$$\frac{H_c}{I} = \frac{2\pi}{e_1 + e_2} \left(\lambda - \frac{\lambda^2}{2} + \frac{\lambda^3}{3} \right) \quad (2')$$

$$R = \frac{R_1}{1 - \frac{\lambda}{2} + \frac{\lambda^2}{3}} \quad (3')$$

Si nous prenons les équations (2') et (3') à la place des équations (2) et (3), pour $\lambda \leqslant 0{,}2$, l'approximation que nous faisons est correcte à 3 pour 1 000 près.

Champ en un point hors de l'axe.

Nous avons déterminé le champ en un point hors de l'axe par ses composantes axiale et radiale.

L'assimilation de la bobine en un ensemble de 21 spires équivalentes (fig. 1) permet, en utilisant les formules établies par C.L. Bartberger (2), de calculer en coordonnées cylindriques les composantes du champ pour un point situé en dehors de l'axe.

Les formules suivantes sont valables pour chaque spire équivalente :

$$H_z = \frac{H_c}{s^3} \left(I_1 - \frac{\rho}{R} I_2 \right) \quad (4)$$

$$H_\rho = \frac{H_c}{s^3} \frac{z}{R} I_2 \quad (5)$$

où H_c représente le champ au centre,

$$s^2 = \frac{R^2 + z^2 + \rho^2}{R^2}$$

Les intégrales

$$I_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{d\theta}{(1 - b \cos \theta)}$$

$$I_2 = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{\cos \theta \, d\theta}{(1 - b \cos \theta)}$$

où $b = \frac{2R\rho}{R^2 + z^2 + \rho^2}$, peuvent s'exprimer en fonction des intégrales elliptiques E et F ; après le changement de variables :

$$\varnothing = \frac{1}{2}(\pi - \theta), \quad k^2 = \frac{2b}{1 + b}$$

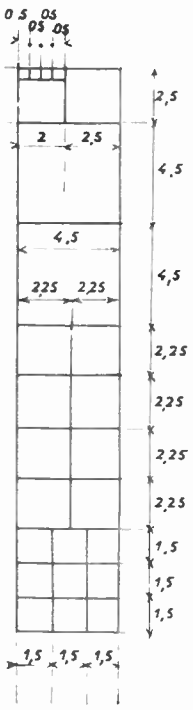


Fig. 1

nous trouvons :

$$I_1 = \frac{2}{\pi}\frac{(1 - k^2/2)}{1 - k^2} E$$

$$I_2 = \frac{2}{\pi}\frac{(1 - k^2/2)}{1 - k^2} \frac{(2 - k^2) E - 2 (1 - k^2) F}{k^2}$$

La sommation des champs de toutes les « spires uniques équivalentes » nous fournira une représentation satisfaisante du champ pour les points situés en dehors de l'axe.

Nous n'avons pas fini d'exploiter ces formules, jusqu'à présent nous n'avons obtenu que les valeurs du champ dans le plan médian.

L'intérêt de ces calculs sera de nous fixer théoriquement sur le degré d'homogénéité spatiale dans une région étendue autour du centre.

Réalisation et résultats.

Caractéristiques électriques.

L'électro-aimant à air que nous avons réalisé, se compose de deux bobines de diamètres extrêmes 20 cm et 70 cm.

Chaque bobine est constituée par 820 spires de bande de cuivre à l'argent de section 4,5 × 0,02 cm². Entre spires, l'isolant est constitué par de la toile de verre imprégnée silicone de section 4,6 × 0,01 cm². Chaque bobine a, à 20° C, une résistance de 2,22 ohms et dissipe pour le champ maximum une puissance de 1 650 W que nous évacuons aisément à l'aide d'un jet d'air comprimé.

Caractéristiques magnétiques.

Pour un espace utile de 8,5 cm, le champ maximum au centre du système est de 39,40 Gauss/A, d'après les théories.

Pour les échantillons couramment employés en résonance paramagnétique, de volume inférieur à 0,5 cm³, l'inhomogénéité relative ($\Delta H/H$) du champ dans l'échantillon est, d'après les calculs que nous avons faits, voisine de 10^{-8}, inhomogénéité nettement inférieure à celle obtenue par les électro-aimants à fer, et comparable à celle des meilleurs aimants permanents utilisés par l'équipe de Bloch.

Nous comptons améliorer encore cette inhomogénéité par l'utilisation de 5 petites bobines auxiliaires qui compenseront les inhomogénéités subsistantes, suivant la méthode de M. Bertein (3).

Appareillage électronique et balayage de champ.

Nous sommes en train de réaliser des mesures du champ magnétique par la méthode de résonance paramagnétique, à l'aide d'un appareillage électronique que nous avons étudié avec l'aide de M. Buyle-Bodin et qui constitue une adaptation du montage original (utilisé entre 30 et 50 mégahertz) au domaine des basses fréquences aux environs de 500 kHz.

Cet appareil est constitué d'un étage oscillateur-détecteur HF suivi d'un amplificateur BF. Le signal est observé directement à l'oscilloscope après avoir été dérivé par une cellule RC.

Etage HF (figure 2).

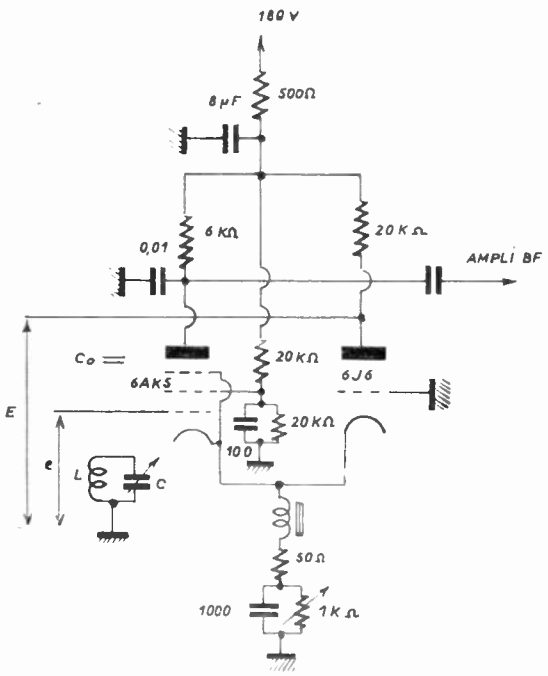


Fig. 2.

M. Buyle-Bodin (4) a démontré que e et E sont liées par la relation :

$$\frac{e}{E} = \left[1 + \left(\frac{c}{c_0 Q}\right)^2\right]^{-1/2}$$

E étant pratiquement constant, une variation de C du circuit oscillant entraîne une variation de qui est maximum lorsque

$$\frac{c}{c_0 Q} \# 1{,}4$$

On détecte le signal par courbure de caractéristique de la 6 AK 5.

Etage BF.

Le signal détecté attaque un amplificateur composé de deux 6 AK 5 :

— un étage 6 AK 5 triode à faible souffle d'entrée,

— un étage 6 AK 5 triode permettant une sortie à faible impédance.

Cellule de dérivation.

La cellule se compose de deux étages :

— un premier étage adapté à l'impédance de sortie de l'amplificateur,

— un second étage de forte impédance par rapport au premier.

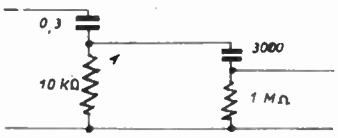


Fig. 3

Balayage du champ.

Le balayage est effectué à l'aide d'un système de bobines d'Helmholtz de dimensions très réduites entourant l'échantillon, chaque bobine comporte deux spires de fil de cuivre Ø 20/10 de rayon 24 mm. Nous obtenons un balayage d'amplitude 0,70 gauss/A.

Pour mettre au point cet oscillateur, j'ai utilisé la résonance paramagnétique électronique ; ayant pu descendre jusqu'à 600 kHz, j'ai obtenu la résonance du diphényl-picryl-hydrazil dans le champ magnétique terrestre. D'autre part, le même oscillateur, en changeant les bobinages, fonctionne dans toute la gamme des fréquences allant de 600 kHz jusqu'à 40 MHz.

Nous avons commencé l'étalonnage du champ magnétique à l'aide de la résonance paramagnétique électronique dans un champ de 8,3 gauss à une fréquence de 25 MHz. Les pointés que nous avons pu faire nous ont permis de vérifier l'exactitude des calculs jusqu'à une précision de 10^{-2}.

L'article de MM. Gabillard et Germain, qui accompagne celui-ci expose une manière de parvenir à une précision de beaucoup supérieure, avec ce corps dont la raie a cependant une largeur de 1,3 gauss. Nous poursuivrons notre étalonnage avec cette méthode. D'autre part, pour obtenir une vérification plus rigoureuse de l'inhomogénéité, nous allons maintenant entreprendre l'étalonnage aux environs de 350 gauss à la fréquence 1,5 MHz à l'aide de la résonance nucléaire, dont la raie est beaucoup plus fine. Nous nous proposons aussi d'essayer la résonance électronique d'une solution de lithium dans l'éthylamine liquide et de comparer la précision et la commodité de ces deux procédés.

REFERENCES

[1] T.R. Lyle. — *Phil. Mag.* 6 th serie 3, 310 (1902).
[2] C.L. Bartberger. — *J. of appl. Phys. 21*, p. 1108 (1950).
[3] F. Bertein. — *C.R. Acad. Sc.* 234, p. 308 (1952).
F. Bertein. — *Ann. Radioélectr.*, *2*, p. 379 (1947).
[4] M. Buyle-Bodin. — Thèse, Paris, 1954.

2° RÉSONANCE QUADRUPOLAIRE NUCLÉAIRE

SPECTROGRAPHE HERTZIEN POUR L'ÉTUDE DE LA RÉSONANCE QUADRUPOLAIRE NUCLÉAIRE

PAR

M. BUYLE-BODIN

Laboratoire de Radioélectricité, E.N.S. Paris

La résonance quadrupolaire nucléaire, entièrement déterminée par le composé étudié, nécessite un spectrographe à fréquence variable pour l'exploration des raies de résonance. Mais pour permettre une amplification aisée du signal, il faut moduler la fréquence de l'oscillateur si on ne veut pas faire intervenir une action physique extérieure (champ magnétique par exemple) qui perturberait le phénomène.

Oscillateur-détecteur (fig. 1).

Nous employons un oscillateur du type Franklin (dit à « résistance négative ») dans lequel le circuit oscillant (C.O.) est suffisamment découplé du circuit de régénération pour qu'une mesure de son amortissement propre à la résonance puisse se faire par l'intermédiaire de la tension H.F. à ses bornes.

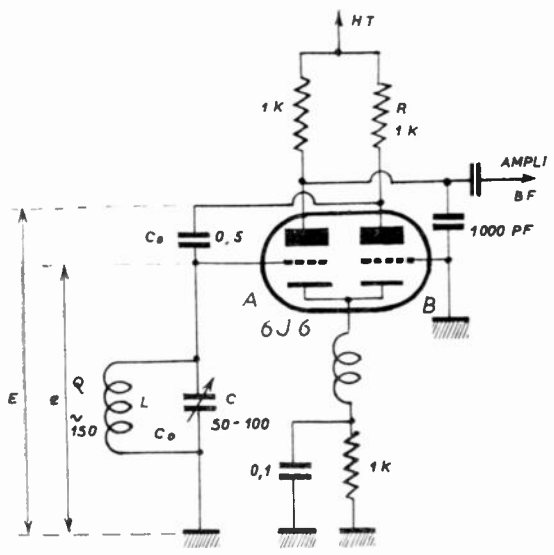


FIG. 1

On montre alors que si χ'' représente la susceptibilité d'absorption à la résonance de l'échantillon, on détecte une variation de tension de de la tension aux bornes e (E étant la tension de sortie de l'amplificateur de réaction)

$$\frac{de}{E} = -\left(\frac{C}{C_0 Q}\right)^2 \cdot \left(1 + \left(\frac{C}{C_0 Q}\right)^2\right)^{-3/2} \left[4\pi Q \chi'' + \frac{dC}{C}\right] \qquad (1)$$

où Q représente le facteur de surtension de la self utilisée dans C.O.

La modulation de fréquence est produite par l'intermédiaire d'un condensateur vibrant de capacité C et fait apparaître un signal permanent qui sert à régler le spectrographe en dehors de toute résonance.

On voit de suite sur la formule (1) que la sensibilité de l'appareil sera maximum pour :

$$\frac{C}{C_0 Q} = \sqrt{2} \qquad \text{et } Q \text{ maximum.}$$

D'autre part, le circuit de régénération risque d'introduire un amortissement qui se manifesterait par une diminution fâcheuse de la surtension Q du circuit intéressant. On rend cet amortissement négligeable en lui donnant une résistance parallèle au moins dix fois supérieure à celle du C.O. ce qui nécessite :

$$RC_0 < \frac{\sqrt{2}}{10\omega}$$ ω pulsation de l'onde H.F.

La construction de l'oscillateur se trouve donc entièrement définie par cette recherche du rendement optimum, la fréquence d'emploi étant fixée par le choix de la substance. Les valeurs portées sur le schéma correspondent à un oscillateur pour 10 MHz environ, mais ce dispositif a été utilisé de façon satisfaisante pour des fréquences aussi basses que 600 kHz par J. Pontier.

Enfin la détection de la tension H.F. aux bornes du C.O. s'effectue simplement en utilisant la courbure de caractéristique de la première triode de l'amplificateur de régénération (triode A, figure 1), ce qui évite l'adjonction d'éléments parasites.

En plus de sa simplicité, ce montage présente l'avantage d'être très stable et fidèle en fréquence, les variations des tensions d'alimentation ayant un effet considérablement atténué par le découplage entre circuit oscillant et système d'entretien. Enfin, le fait que le C.O. possède un point à la masse facilite le blindage des connexions qui relient la self aux condensateurs variables nécessaires pour l'exploration et la modulation de fréquence.

Amplificateur sélectif et détection de phase (fig. 2).

Selon un procédé classique, on règle la modulation de fréquence pour une excursion faible qui se traduit sur les pentes de la courbe d'absorption par une modulation d'amplitude. Le signal résultant est alors amplifié et filtré à l'aide des circuits sélectifs afin d'éliminer une grande partie du bruit.

Ces circuits sont suivis d'un détecteur de phase pour lequel nous utilisons deux détecteurs « cathodynes » symétriques sur les grilles desquelles nous superposons à la tension de référence la tension à mesurer (en opposition de phase sur les deux détecteurs).

Pour une tension de référence suffisamment grande, il se produit un effet de « verrouillage » des détecteurs qui les rend insensibles aux tensions parasites qui ne présentent pas la phase convenable et améliore encore le rapport signal/bruit. De plus, l'emploi de détecteurs symétriques élimine l'influence des ronflements résultants de la tension de référence et réduit considérablement la difficulté de filtrage de la tension détectée.

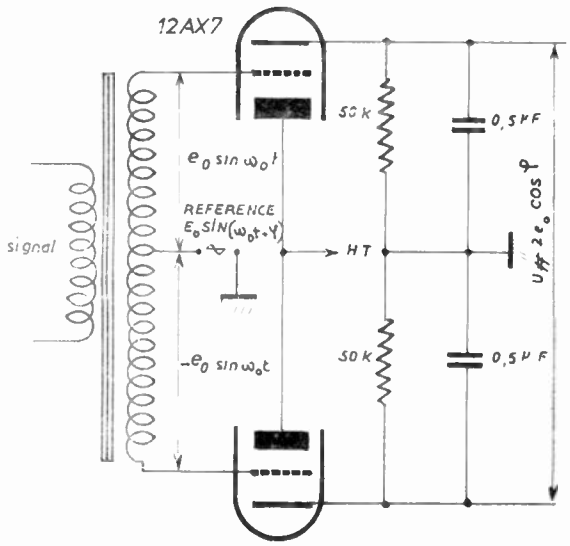


FIG. 2

Ce dispositif fournit un signal détecté à basse tension qui facilite l'adjonction à sa suite de l'amplificateur à courant continu nécessaire à la commande de l'enregistreur. Entre cet amplificateur et le détecteur nous disposons enfin un circuit à forte constante de temps qui réduit la bande passante finale à quelques dixièmes de cycles par seconde.

Sensibilité.

On peut aussi observer les résonances sur l'écran d'un oscilloscope grâce à un balayage de fréquence supérieur à la largeur de raie. Mais alors pour une fréquence de modulation de 50 Hz (résonance tous les 1/100 seconde) la bande passante utile s'élève à 1 000 Hz au minimum si l'on veut reproduire la forme de la raie avec un minimum de fidélité.

Le rapport signal/bruit est approximativement proportionnel à la racine carrée de la bande passante et l'on voit que l'appareillage décrit plus haut améliore ce rapport par un facteur 100 au moins, sans nuire à la fidélité. L'expérience confirme ce résultat et l'enregistrement lent dessine clairement des raies de résonances quadrupolaires, trop faibles pour être distinguées à l'oscillographe, comme celles qui résultent d'une structure fine naturelle ou artificielle (cas des effets Zeeman sur un monocristal).

RÉSONANCE QUADRUPOLAIRE A BASSE TEMPÉRATURE

PAR

Daniel DAUTREPPE

Faculté des Sciences de Grenoble

Introduction.

En résonance quadrupolaire, non seulement les temps de relaxation mais encore la fréquence du phénomène elle-même dépendent de la température.

La variation de la fréquence de résonance avec la température est fonction d'une part des oscillations de la molécule, d'autre part des interactions intermoléculaires. L'étude théorique du premier effet à la lumière des hypothèses de BAYER (1) permet par comparaison avec l'expérience d'étudier les deux effets. L'extrapolation à 0° K de la fréquence donne d'autre part la constante de couplage eQq qu'il est intéressant de comparer à celle déduite de l'absorption en ondes centimétriques dans le gaz correspondant.

L'étude du temps de relaxation spin-réseau T_1 en fonction de la température est faite par la méthode de désaturation. L'interprétation théorique, quoique délicate, est en cours et s'avère fructueuse.

La résonance quadrupolaire enfin est particulièrement sensible à la structure des solides puisque la fréquence est proportionnelle au gradient de champ électrique au niveau du noyau. Elle est particulièrement indiquée pour l'étude des transitions de phase ou des mouvements de groupes moléculaires.

Dispositif radioélectrique.

Pour les fréquences comprises entre 1 et 60 MHz, nous utilisons un oscillateur du type autodyne dérivé de celui utilisé par POUND (2) suivant les calculs de BUYLE-BODIN (3). Pour les mesures de T_1 une stabilité d'amplitude et de fréquence considérable est nécessaire. Aussi avons nous ajouté une contre-réaction commandée par le détecteur cathodyne et agissant sur l'oscillateur par l'intermédiaire d'une forte constante de temps.

La modulation de fréquence est obtenue par un haut-parleur monté en condensateur vibrant.

Pour les fréquences supérieures à 100 MHz jusque vers 500 MHz nous utilisons un oscillateur symétrique à lignes susceptible de s'adapter au même système cryogénique que le précédent.

Ce montage s'applique à la résonance des dérivés bromés et iodés, tandis que nous utilisons le premier pour les dérivés chlorés.

Le cryostat.

Les nécessités de diminuer au maximum les pertes calorifiques et d'utiliser de gros conducteurs pour maintenir un coefficient de qualité suffisant au circuit oscillant sont contradictoires.

Un compromis est obtenu en plaçant la self oscillante à l'extérieur du Dewar à hélium (en verre non argenté) qui contient également l'échantillon, mais à l'intérieur du récipient de garde à azote liquide. Ce dernier est un Dewar métallique que les conducteurs traversent à la partie inférieure grâce à deux passages verre-métal. Le reste de l'oscillateur, est comme l'indique la figure 1, placé immédiatement contre le Dewar pour réduire la longueur des connexions.

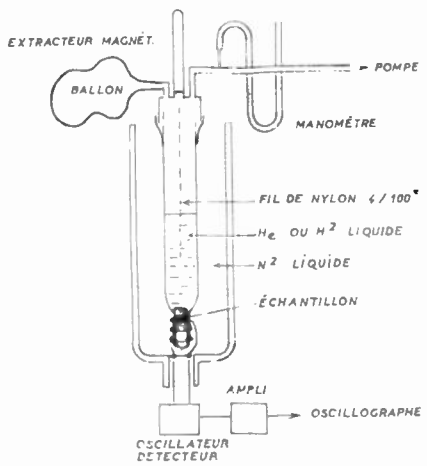


FIG. 1. — Cryostat

Le récipient intérieur est muni d'un chapeau étanche sur lequel sont fixées les canalisations permettant le remplissage et éventuellement le pompage pour opérer sous basse pression d'hydrogène ou d'hélium. Un extracteur magnétique le traverse également et permet de retirer l'échantillon du liquide.

Mesures de temps de relaxation.

L'équilibre de température étant obtenu, le signal est saturé en augmentant la puissance de l'oscillateur (tension d'alimentation) puis l'application d'une tension continue à la bobine mobile du haut parleur de modulation permet de s'écarter brusquement de la fréquence de résonance et de laisser le système de spins revenir vers la répartition d'équilibre pendant un laps de temps contrôlé. Le retour également brusque à la résonance (sous faible puissance) permet de noter l'amplitude du signal partiellement désaturé. L'exponentielle de retour à l'équilibre, dont le coefficient est T_1 est ainsi obtenu point par point.

La figure 2 donne un exemple des résultats expérimentaux concernant le paradichlorobenzène.

On notera qu'à très basse température les temps de relaxation sont considérables. A 4° K un seul passage sur la résonance suffit à faire disparaître le signal pendant des heures. Aussi est-il nécessaire, dans la période des réglages, de pouvoir sortir l'échantillon du liquide et l'amener au voisinage du chapeau métallique du Dewar à l'aide de l'extraction magnétique. Il se réchauffe alors suffisamment pour retourner à l'équilibre des spins en un temps raisonnable.

[1] Bayer. — *Zeit. für Phys.*, 130, 1951, 227.
[2] Pound et Knight. — *Rev. Scient. Inst.*, 21, 1950, 219.
[3] Buyle-Bodin. — *C.R. Ac. Sc.*, Paris 235 1952, 292.

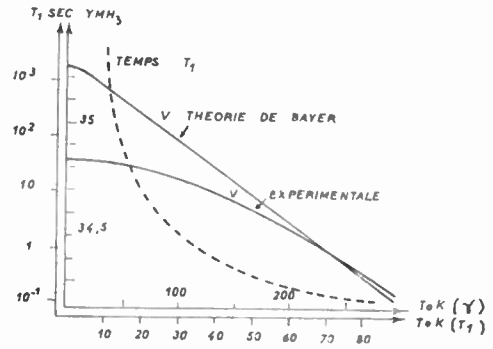


Fig. 2 — T_1 et γ pour p — $C_6 H_4 Cl_2$ en fonction de T^0 K.

3° RÉSONANCE PARAMAGNÉTIQUE ÉLECTRONIQUE

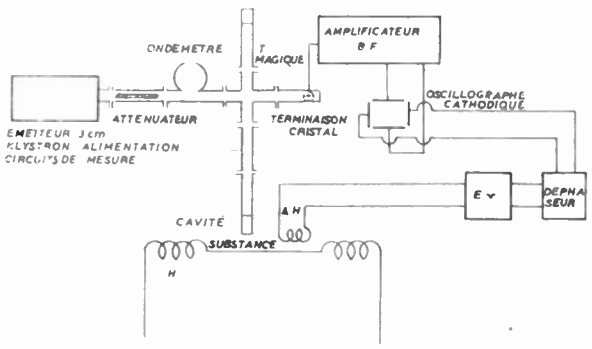
SPECTROGRAPHE POUR RÉSONANCE PARAMAGNÉTIQUE ÉLECTRONIQUE

PAR

Ginette BERTHET

Laboratoire de Radioélectricité E.N.S. Paris

Nous avons construit le montage de zéro hyperfréquence représenté par la figure en vue de réaliser des expériences de résonance paramagnétique électronique aux environs de 9 400 MHz.



Equilibrage du pont et choix de la cavité.

L'organe essentiel du montage est le *T* magique. Lorsque ses deux branches symétriques sont équilibrées en l'absence de résonance, le bruit de fond du cristal est minimum.

Nous avons en vue d'étudier des substances où il se produit une naissance progressive du paramagnétisme au cours du temps : création de radicaux libres, étude de cellules électro-luminescentes. Il est commode alors d'utiliser dans les 2 bras symétriques du *T* deux cavités subissant le même traitement l'une plongée dans le champ, l'autre non. Les cavités utilisées sont des cavités rectangulaires de coefficient de surtension de l'ordre de 1 500, (suivant nos mesures), obtenues en cloisonnant par un diaphragme percé d'un trou le guide d'onde court-circuité. L'équilibrage fin du pont est réalisé en introduisant un correcteur d'impédances dans une des branches.

Amplification du signal et balayage.

La modulation est réalisée en superposant au champ magnétique continu un champ alternatif basse fréquence *N* d'amplitude suffisante. Le signal après détection de la modulation par le cristal passe dans un amplificateur basse fréquence amplifiant la fréquence *N* et ses harmoniques notables.

Nous avons remplacé le balayage initial à 50 Hz par un balayage à 1 000 Hz. Seul subsiste le bruit de fond thermodynamique normal inférieur au bruit de fond du cristal. Les inconvénients du 50 périodes parasite et des bruits anormaux semblables à l'effet Flicker sont éliminés. Ce balayage (et même des balayages plus rapides que les valeurs des temps de relaxation en résonance électronique permettent) sont intéressants pour l'étude des phénomènes transitoires.

L'inconvénient d'une amplitude plus limitée du balayage, les pertes dues au fer de l'électro-aimant augmentant lorsque la fréquence augmente, peut être éliminé en adoptant une exploration locale de faible amplitude dont on fait varier lentement le point moyen et en utilisant pour l'enregistrement un système de détection synchrone.

La limite de nos observations correspond actuellement à la détection de $\frac{1}{25}$ mg de diphénylpicrylhydrazil soit 10^{-7} molécules de ce corps et environ 6.10^{6} centres.

Le phénomène d'électroluminescence semble apporter un paramagnétisme encore plus faible que cette limite, d'après nos essais et calculs préliminaires Nous apportons actuellement diverses modifications au spectrographe pour améliorer sa sensibilité.

Puissance de la source.

Le klystron 723 A/B utilisé fournit une puissance voisine de 30 milliwatts. Le découplage guide-klystron réalisé au moyen d'un atténuateur est mauvais, pour éviter une perte de puissance trop grande.

Il nous a paru a priori insuffisant de remplacer l'atténuateur par un isolateur sans pertes dans la direction de propagation basé sur l'application de l'effet Faraday dans les ferrites car il semble préférable, pour améliorer le bruit de fond du spectrographe, de ne pas utiliser toute la puissance disponible du klystron, mais seulement une fraction réglable, la plus faible possible ; les échauffements, dérives... liés au fonctionnement à puissance maximum se trouvent ainsi évités.

Nous disposons actuellement d'un klystron à forte puissance nominale, 5 watts, mis obligeamment à notre disposition par MM. Bernier et Leboutet de la Compagnie Générale de Télégraphie sans fil. Nous pouvons faire fonctionner ce tube dans des conditions très douces, avec un bon découplage, et obtenir une puissance de l'ordre de 0,5 à 1 watt (favorable pour étendre nos recherches à des solutions de concentrations magnétiques plus faibles).

Stabilisation en fréquence.

L'instabilité en fréquence crée du bruit de fond au niveau du cristal détecteur, tenant à la caractéristique amplitude-fréquence du klystron lui-même et à divers autres effets mal connus. Nous nous sommes attachés à realiser, en collaboration avec Mlle Giraud, un montage de contrôle automatique de fréquence de Pound. La possibilité de disposer d'une forte puissance est, là encore, intéressante car il est inhérent au procédé de perdre beaucoup de puissance.

Toutes ces améliorations apportées au spectrographe doivent nous permettre :

1° de l'utiliser pour voir s'il apparaît du paramagnétisme lors de l'électroluminescence (ou effet Destriau d'excitation des centres).

2° d'observer des radicaux libres même de courte durée de vie ce qui fournirait des renseignements tant au point de vue cinétique chimique des réactions où ils interviennent qu'au point de vue structure de ces radicaux libres.

Nous espérons aussi que la puissance du klystron employé permettra d'étudier la saturation de certains échantillons à l'état cristallin.

UN SPECTROGRAPHE HERTZIEN DE GRANDE RÉSOLUTION PERMETTANT L'OBSERVATION SÉPARÉE DE L'ABSORPTION ET DE LA DISPERSION PARAMAGNÉTIQUE DANS LA BANDE DE 3 CENTIMÈTRES

PAR

Ch. RYTER, R. LACROIX, R. EXTERMANN

Institut de Physique, Genève

L'étude de la résonance paramagnétique en hyperfréquence conduit à observer les variations de la surtension et de la fréquence propre d'une cavité résonante en fonction d'un champ magnétique extérieur. Si l'on utilise un montage en pont et un émetteur de fréquence fixe, la grandeur du signal transmis au récepteur au moment où la résonance se produit mesure le module de la susceptibilité magnétique dont le maximum ne correspond à la vraie résonance que dans le cas de courbes de Lorentz étroites [1]. De plus, le calcul montre que l'instabilité en fréquence de l'émetteur (20-30 p/s sur 10^{10} p/s dans les cas les plus favorables) produit à l'entrée du récepteur une tension de bruit de fond du même ordre de grandeur que le souffle d'un bon récepteur hétérodyne, et peut réduire la sensibilité de l'appareil d'une quantité appréciable. Il nous a paru utile de créer un spectrographe fonctionnant dans la bande de 3 cm permettant suivant les cas d'éliminer les inconvénients d'un émetteur insuffisamment stable ou d'observer indépendamment les parties réelles ou imaginaires des variations de l'impédance d'une cavité résonante.

Principe de l'appareil.

Le schéma de principe est représenté dans la figure 1.

A. *Modulation de l'émetteur* : L'oscillateur UHF (un klystron 723 AB) est stabilisé par la méthode de Pound, mais modulé en fréquence par l'injection d'une tension sinusoïdale de 1 000 p/s dans le circuit de stabilisation.

La grandeur de la tension alternative au point A permet d'évaluer la déviation de fréquence imposée au klystron par rapport à sa fréquence moyenne de consigne. La cavité de mesure occupe l'un des bras symétriques d'un té magique, l'autre étant fermé par une tension résistive variable, de telle sorte que le pont soit presque équilibré pour la fréquence propre de la cavité. Le signal transmis par le récepteur hétérodyne varie paraboliquement en fonction de la fréquence, passant par un minimum pour la fréquence de résonance de la cavité.

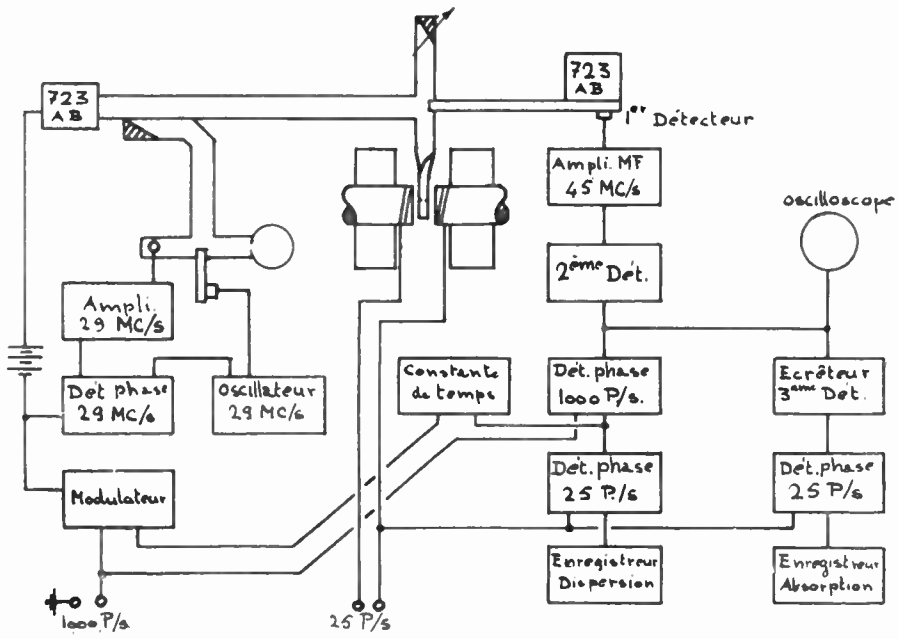


FIG. 1. — Schéma général de l'installation

B. *Mesure de la variation de surtension* : La hauteur du minimum au-dessus de l'axe correspondant à un signal nul ne dépend que de la surtension de la cavité, qui ne dépend à son tour que de la partie imaginaire de la susceptibilité magnétique (3) et ne varie pas tant que la fréquence propre de la cavité reste comprise dans la zone balayée par la modulation de l'émetteur (fig. 2). Cette hauteur est mesurée par le troisième détecteur opérant à 1 000 p/s.

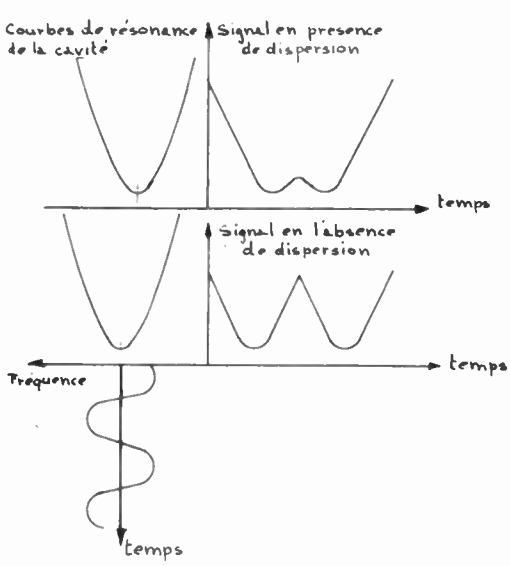


FIG. 2 — Effet de la dispersion sur la forme du signal

C. *Mesure de la variation de fréquence propre* : La dispersion magnétique n'affecte que la fréquence propre de la cavité de mesure et le moment du passage au minimum. L'examen de la fig. 2 montre qu'en l'absence de dispersion le premier terme non nul de l'analyse de Fourier du signal correspond à une fréquence double de celle de la modulation alors qu'en présence de dispersion le signal comprend un terme de même fréquence que la modulation et dont l'amplitude et le signe dépendent du décalage de la fréquence propre de la cavité. Le signal est comparé à la tension de modulation dans un détecteur de phase dont la tension de sortie est une mesure de la différence existant entre la fréquence propre de la cavité et la fréquence de consigne de l'émetteur. Cette méthode nous a permis lors de la mise au point de l'appareil de contrôler le fonctionnement du stabilisateur de fréquence, la cavité de mesure étant bien isolée et compensée thermiquement.

D. *Deuxième stabilisation de fréquence* : L'observation de résonances paramagnétiques très faibles imposent l'emploi d'un champ magnétique modulé à très basse fréquence (25 p/s) et d'un détecteur de phase comme on le pratique en résonance nucléaire [2]. La sensibilité de l'installation est d'autant plus élevée que la constante de temps du galvanomètre final est grande, mais le champ magnétique doit être décrit d'autant plus lentement. Les périodes d'observation peuvent atteindre un temps assez long pendant lequel il est nécessaire de retoucher la fréquence de l'émetteur (variations d'origine thermique). Il est

alors commode de superposer la tension de sortie du détecteur de phase mesurant la dispersion à la tension sinusoïdale de modulation de l'émetteur pour en corriger la fréquence moyenne. Si l'on prend soin de donner à cette correction une constante de temps suffisamment grande (de l'ordre de la seconde) elle n'est produite que par les variations lentes de la fréquence de la cavité de mesure alors qu'elle n'est pas modifiée par les variations rapides dues à la dispersion magnétique qui suit la modulation (25 p/s) du champ. Il en résulte que la mesure de la dispersion n'est pas affectée par ce dispositif correcteur.

Données numériques.

Quelques grandeurs caractéristiques de notre installation sont consignées dans le tableau ci-dessous :

fréquence moyenne de l'oscillateur	9 340 Mc/s
modulation de fréquence (swing)	0,01 Mc/s
fréquence de modulation	1 000 p/s
modulation du champ magnétique	25 p/s ; ± 70 A/cm
limite de sensibilité	$\Delta\chi'' : 10^{-12}$
constante de temps des enregistreurs	30 s.

Les premiers essais nous ont montré que la sensibilité de l'appareil permet d'observer le spectre de résonance magnétique de l'oxygène gazeux dans les mêmes conditions que Beringer et Castle (4). Une description plus complète des appareils paraîtra aux HPA.

[1] Whitner, Weidner, Hsiang, Weiss. *Phys. Rev. 74*, p. 1478 (1948).
[2] Beringer et Castle, *Phys. Rev. 75*, 1963 (1949).
[3] Thèse de R. Lacroix, Genève, 1953 à paraître aux HPA.
[4] Beringer et Castle, *Phys. Rev.*, *81*, *82*, (1951).

RÉALISATION D'UN APPAREILLAGE DE GRANDE SENSIBILITÉ POUR LA RÉSONANCE PARAMAGNÉTIQUE ÉLECTRONIQUE A 9 200 MHz

PAR

Jean UEBERSFELD

Ecole de Physique et Chimie
Laboratoire de M. Lucas, Directeur de l'Ecole

Le principe de la méthode est d'étudier la variation du coefficient de surtension d'une cavité résonante (dans laquelle est placée la substance paramagnétique) lors du phénomène de résonance paramagnétique. L'oscillateur — un klystron 723 A/B — oscille à une fréquence fixe voisine de 9 200 MHz.

La cavité est placée à l'extrémité d'un guide auquel elle est couplée par un trou. On étudie la variation de la puissance réfléchie par la cavité dans le guide à l'aide d'un dispositif détecteur utilisant un té magique. Le schéma du montage est indiqué sur la figure.

Le principe du fonctionnement est le suivant : la cavité est réglée à la résonance pour la fréquence de l'oscillateur ; on équilibre le té à l'aide du correcteur placé dans le même bras que la cavité. Le détecteur à cristal placé dans le quatrième bras est alors attaqué par une puissance très faible. Lors de la résonance paramagnétique, l'équilibre du pont est modifié et il apparaît une certaine puissance dans le quatrième bras. Le champ magnétique est modulé à 50 Hz par deux enroulements supplémentaires. La tension détectée dans le quatrième bras du té est alors modulée à la même fréquence. On applique cette tension, après amplification — aux plaques de déflection verticale d'un oscillographe cathodique. Le balayage horizontal du faisceau cathodique et

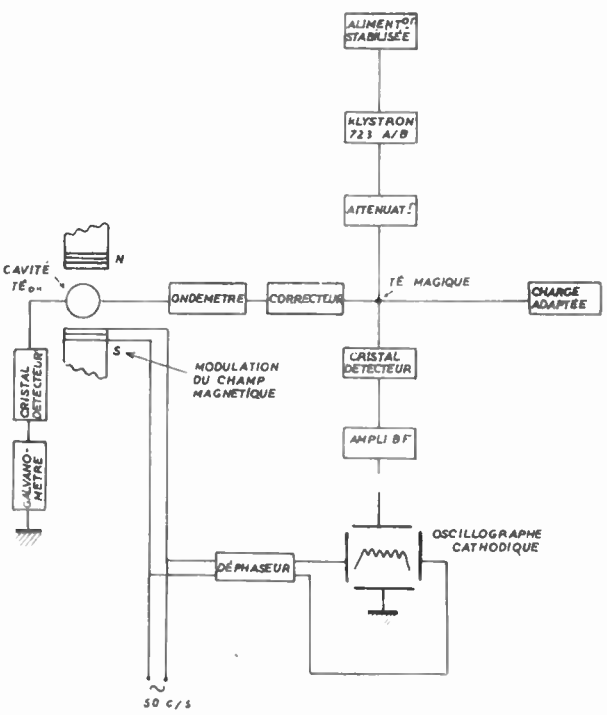


FIG. 1. — Schéma de l'appareillage

celui du champ magnétique sont synchrones. On observe ainsi la courbe représentative de l'absorption paramagnétique en fonction du champ continu.

Il convient de faire les remarques suivantes au sujet de l'appareillage que nous avons réalisé à l'Ecole de Physique et Chimie.

A. Utilisation d'une cavité à grand coefficient de surtension.

Soit χ la susceptibilité paramagnétique complexe de la substance, Q le coefficient de surtension en charge de la cavité, la puissance détectée dans le quatrième bras du pont lors de l'apparition du phénomène de résonance paramagnétique a pour expression :

$$P = k\, Q^2 \chi \chi^* \qquad (1)$$

χ^* est le nombre complexe conjugué de χ, k est une constante de l'appareillage.

Cette formule montre tout l'intérêt qu'il y a à augmenter le coefficient de surtension de la cavité. C'est pourquoi nous avons choisi le mode cylindrique TE_{011}, jusqu'alors peu utilisé pour ce genre d'expérience.

Dans ce mode, le champ électrique U.H.F. est nul suivant l'axe de la cavité. Le champ magnétique U.H.F. est au contraire maximum et dirigé suivant cet axe. On perce un trou circulaire au centre d'une des faces planes et on introduit, suivant l'axe de la cavité, un tube mince de pyrex contenant la substance à étudier. Ces opérations n'affectent pas sensiblement le coefficient de surtension de la cavité, mesuré par comparaison à celui d'un ondemètre. Il suffit, en effet, sans modifier le montage, de moduler en basse fréquence la fréquence du klystron et de comparer à l'oscillographe la courbe de résonance de la cavité et celle de l'ondemètre. Le coefficient de surtension de la cavité chargée est de 5 000 à 6 000 pour les substances à pertes diélectriques peu élevées. Pour les solutions aqueuses qu'il est également possible d'étudier, le coefficient de surtension n'est plus que de 3 000 environ.

Réglage de la cavité à la résonance.

Ce réglage est rapidement réalisé au moyen d'un deuxième couplage très faible. Dès que la cavité est à la résonance, elle transmet par le deuxième trou de couplage, une certaine puissance dont on détecte le maximum à l'aide d'un cristal et d'un galvanomètre.

B. — Augmentation du rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$.

L'utilisation d'une cavité à grand coefficient de surtension nous ayant permis d'augmenter la valeur absolue du signal de résonance magnétique, nous avons cherché à augmenter le rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$.

1° Le signal étant modulé à 50 Hz, nous avons éliminé au maximum les bruits à 50 ou 100 Hz provenant des hautes tensions redressées.

a) la tension appliquée au réflecteur est produite par des piles, celle appliquée à la cavité, par une alimentation bien stabilisée. Dans ces conditions, la puissance U.H.F. émise par le klystron est pure (non modulée en fréquence ni en amplitude). On peut le vérifier à l'aide du cristal détecteur placé dans le quatrième bras du pont.

b) Le signal de résonance est amplifié par un amplificateur pour basse fréquence ; les chauffages et les hautes tensions sont produits au moyen d'accumulateurs. La bande passante est limitée à la valeur minimum nécessaire pour transmettre le signal de résonance sans déformation (50 à 3 000 Hz).

2° Le bruit du cristal augmentant moins vite que la puissance détectée (lorsque la puissance U.H.F. attaquant le cristal croît) nous avons été amenés à déséquilibrer le té magique en l'absence du phénomène de résonance et nous avons effectivement constaté une amélioration d'un facteur 2 environ dans la sensibilité.

C. — Modulation du champ magnétique.

Le balayage à 50 Hz peut avoir une amplitude de 150, 300 ou 600 gauss ; cette dernière valeur est suffisante pour l'observation de la plupart des structures hyperfines.

D. — Sensibilité et résultats.

Des mesures effectuées sur des solutions benzéniques de diphénylpicrylhydrazyl et sur des substances phosphorescentes (solutions solides de Mn^{++}) nous ont montré que l'appareillage permet de détecter un nombre minimum de centres paramagnétiques variant de 10^{13} à $5\text{-}10^{16}$.

Le volume admissible des échantillons est normalement de 0,1 cm³, la concentration limite (en centres paramagnétiques) dépend donc de la densité des dilutions. Par exemple, 0,1 g d'une substance phosphorescente à $5\text{-}10^{-5}$ g de Mn par gramme de dilution, donne un signal 1 ou 5 fois supérieur au bruit de fond.

Le diphénylpicrylhydrazyl à l'état solide montre une résonance intense. L'appareillage permet alors de détecter 10^{-8} mole de ce corps, ce qui correspond à environ $5\text{-}10^{15}$ centres.

Nous avons pu mettre en évidence le paramagnétisme de diverses substances minérales ou organiques irradiées (verres, sucres, amino-acides, plastiques) (2).

Ces travaux ont été effectués en collaboration avec M. COMBRISSON qui en parlera avec plus de détails dans sa communication.

Il est probable qu'il apparaît dans certaines substances irradiées des radicaux libres ; leur étude peut être féconde, non seulement du point de vue de l'action des radiations, mais aussi du point de vue de la structure moléculaire des corps organiques.

KIKUCHI et COHEN [3] ont montré récemment sur deux radicaux libres, stables, que la résonance paramagnétique pouvait apporter de nombreux renseignements sur diverses interactions moléculaires.

Nous pensons que l'étude de la résonance paramagnétique peut préciser les conclusions de la théorie de la mésomérie.

[1] COMBRISSON, UEBERSFELD, *Journal Phbys. et Rad.* *14* (1953) p. 725.

[2] COMBRISSON, UEBERSFELD, *C.R. Acad. Sc.* *238*, 1954, p. 572 et p. 1397-98.

[3] KIKUCHI et COHEN, *Phys. Rev.*, *93*, 394 (1954).

APPAREILLAGE POUR L'ÉTUDE DE LA RÉSONANCE PARAMAGNÉTIQUE ET FERROMAGNÉTIQUE A 9 000 MÉGACYCLES/S.

PAR

Jean PAULEVÉ

Faculté des Sciences de Grenoble

Principe.

L'appareil présenté permet l'étude complète de la résonance des corps ferromagnétiques (et paramagnétiques) ; mesure de g ; tracé de courbes d'absorption et de dispersion ; mesure de μ' et μ''.

Suivant une méthode classique, une cavité résonante contenant une sphère de la substance étudiée est placée dans un champ magnétique continu. La substance est soumise d'une part à ce champ, d'autre part au champ magnétique hyperfréquence orienté perpendiculairement au précédent.

La résonance se traduit par une absorption qui donne une variation du facteur de surtension Q de la cavité, et par une dispersion qui entraîne une variation ΔF de la fréquence de résonance de cette cavité.

Appareillage UHF.

L'appareil comprend :

1° un klystron 2 K 25 avec stabilisation de fréquence,

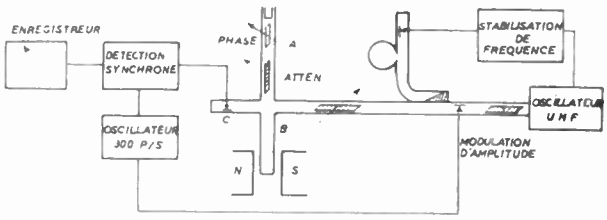
2° un dispositif de modulation d'amplitude, constitué par une section de guide dans laquelle un cristal, soigneusement adapté et découplé de la source UHF, est soumis à une tension alternative à 300 p/s et module ainsi la transmission à un taux d'environ 20 %.

3° un couplage directif permet l'excitation d'une cavité résonante utilisée pour la stabilisation de la fréquence du klystron,

4° un pont UHF. Un « *T* » hybride dirige l'onde incidente dans les deux branches A et B.

— A comprend un atténuateur variable, un déphaseur et se termine par un piston,

— B est terminé par la cavité résonante rectangulaire contenant l'échantillon, accordée très exactement sur la fréquence utilisée.



Les ondes réfléchies dans les branches A et B se composent dans la branche C où un cristal détecteur permet la mesure de la puissance résultante. L'absorption et le déphasage dans la branche A sont ajustés de façon à obtenir un signal nul dans la branche C.

Le pont étant ensuite légèrement déséquilibré en amplitude par le jeu de l'atténuateur de la branche A, en C on détectera seulement (au 2e ordre près) les variations d'amplitude créées dans la branche B par les variations d'absorption de la cavité dues à la résonance ferro-magnétique. Au contraire, un déséquilibre initial en phase de l'onde réfléchie par A, permettra de détecter uniquement les variations de phase de l'onde réfléchie par la cavité, c'est-à-dire la dispersion, en fonction du champ.

Le courant détecté en C, modulé en amplitude comme l'onde UHF, est envoyé sur un récepteur à détection synchrone, suivi d'un enregistreur. Lorsque le champ magnétique continu passe par les valeurs correspondant à la résonance ferromagnétique,

on enregistre ainsi, soit les variations de l'absorption, soit les variations de la dispersion dues à la substance étudiée.

Sensibilité.

A titre d'exemple un certain échantillon de ferrite de 5/100 mm de diamètre environ, crée une absorption qui se traduit par une variation maximum du Q de 1 %.

L'étude des variations de cette absorption en fonction du champ magnétique se fait encore à 1 % près, ce qui correspond à une sensibilité de 10^{-4} dans la comparaison des valeurs de Q.

MESURE ABSOLUE DES CHAMPS MAGNÉTIQUES AU MOYEN DE LA RÉSONANCE ÉLECTRONIQUE. ÉTALONNAGE D'UN JEU DE BOBINES D'HELMOLTZ.

PAR

Robert GABILLARD et Claude GERMAIN

1. Bobines d'Helmholtz.

En nous inspirant des observations faites par M. PONTIER dans sa construction de bobines d'Helmholtz, l'un de nous (C. GERMAIN) a construit un nouvel ensemble de bobines, de petites dimensions et d'une grande stabilité mécanique, où seul l'écartement des enroulements est réglable par un système de 4 glissières et de vis, très ramassé. Les bobinages sont effectués avec le même ruban et la même technique que les bobines PONTIER mais leurs dimensions sont :

diamètre intérieur :	20 cm
diamètre extérieur :	36 cm
largeur du ruban :	15 mm
épaisseur du ruban isolant	1/10 mm
espacement des plans de symétrie en position d'Helmholtz :	13,5 cm

Le champ au centre, calculé pour un courant total de 9 ampères correspondant à une densité de courant de 1 A par mm² est :

$$H = 157{,}382 \text{ œrsteds}$$

L'uniformité est donnée par le tableau suivant pour le champ sur l'axe (valeurs calculées) :

Distance au centre en mm				
0	2,5	3,5	13,5	17,5
Champ en œrsteds				
157,382	157,371	157,372	157,367	157,358

Le champ est constant à 2/10 000 près, sur une plage de 3,5 cm autour du centre.

2. Méthode de mesure.

Nous utilisons un auto-oscillateur d'un type nouveau construit par R. GABILLARD [1]. Le schéma complet de l'appareillage est donné fig. 1.

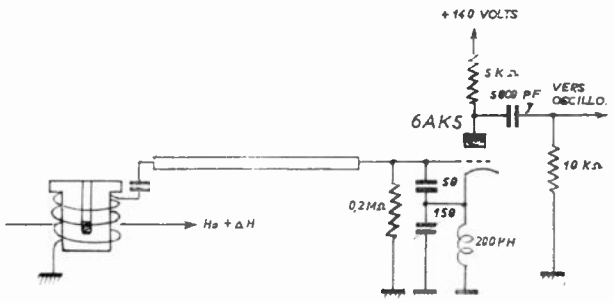


FIG. 1

L'échantillon est un cylindre de 2,4 mm de diamètre sur 2,4 mm de hauteur. Il est placé au centre des bobines et un système de deux bobines auxiliaires permet de superposer au champ continu H_0 un champ de balayage alternatif d'amplitude ΔH.

Il est possible de réduire ce ΔH jusqu'à une valeur bien inférieure à la largeur de raie du D.P.P.H. Nous avons utilisé $\Delta H = 0{,}5$ gauss. Largeur de raie du D.P.P.H. = 1,3 gauss. Le signal ainsi obtenu sur l'écran d'un oscilloscope balayé en synchronisme avec le champ alternatif présente l'aspect de la figure 2 A. Si l'on différencie ce signal au moyen d'une cellule RC, on obtient un diagramme en forme de ∞. La figure 2 B montre ce diagramme lorsque le champ H_0 ne coïncide pas exactement avec le champ H_r correspondant au sommet de la courbe de résonance.

Dans notre appareillage avec $\Delta H = 0{,}5$ gauss, une différence $H_0 - H_r = 0{,}01$ gauss produit un déplacement du point de croisement central de 1 mm pour une largeur d'écran de 10 cm. H_r étant de l'ordre d'une dizaine de gauss, l'erreur relative sur H_0 due à une erreur de pointé est inférieure à 10^{-3}.

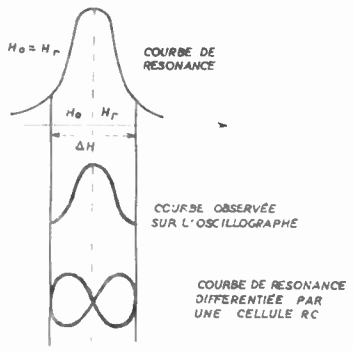


Fig. 2a

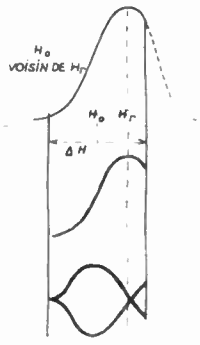


Fig. 2b

Autres sources d'erreur :

Elles proviennent de l'erreur sur H_r. Nous avons :

$$H_r = K f_0$$

f_0 fréquence de l'oscillateur en MHz,

$K = 0{,}3564$ gauss par MHz

K est connu avec 4 chiffres $\dfrac{\Delta K}{K} \simeq 3.10^{-4}$

f_0 a été mesuré avec un ondemètre donnant une précision relative de 2 à 3.10^{-4}

H_0 peut donc être connu avec une précision de l'ordre de 1 à 2 millièmes.

3. Etalonnage des bobines.

Notre but a été de déterminer expérimentalement le coefficient champ/courant des bobines d'Helmholtz afin de le comparer à celui résultant du calcul théorique.

La figure 3 représente le schéma du montage. Le courant I est mesuré par un potentiomètre avec une précision de 10^{-4}.

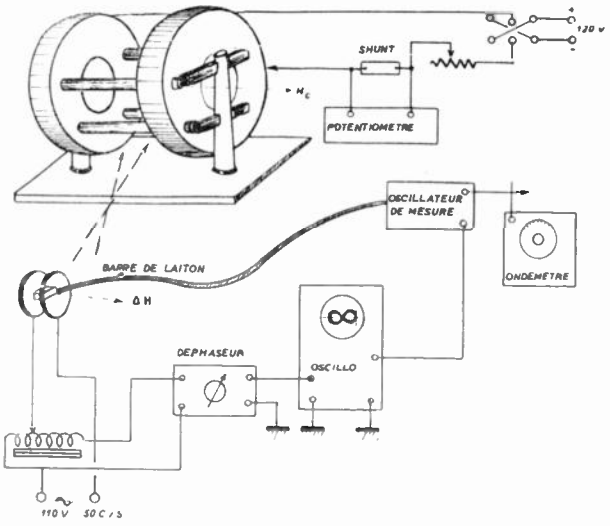


Fig. 3

Soit H_c le champ dû à la circulation de ce courant dans les bobines. Le coefficient recherché est

$$A = H_c / I$$

1. Composantes de H_0

Le champ mesuré H_0 est la résultante vectorielle de H_c et des divers champs parasites H_p dont le champ magnétique terrestre constitue la plus grande part.

Les champs parasites qui s'ajoutent au champ terrestre sont de deux sortes :

1° Les champs *fixes dans l'espace* H_{pF} *dus aux masses métalliques et courants voisins (charpente métallique, canalisations électriques à courant continu du laboratoire, champ de fuite des électro-aimants voisins, etc...).*

2° Le champ *lié aux bobines* H_{pM} d'Helmholtz. Nos mesures ont en effet mis en évidence un champ rémanent dans les barres horizontales de support des bobines. Ces barres sont en laiton tout le reste du support mécanique est en duralumin. Le champ rémanent dans le laiton crée au centre des bobines d'Helmholtz un champ parasite de même direction que H_c.

2. Composantes verticales de H_{pF}.

H_c étant coupé nous avons déterminé l'ordre de grandeur de H_{pF} au moyen d'une bobine tournante et son orientation dans le plan vertical au moyen d'une boussole d'inclinaison. Nous avons trouvé $H_{pF} = 0{,}34$ gauss et $\alpha = 71°$ à partir de l'horizontale. H_c étant horizontal et de l'ordre d'une dizaine de gauss, il est possible de déterminer la composante horizontale de $H_0 = H_c + H_p$ avec une erreur relative négligeable lorsque l'on a mesuré la composante verticale de H_p comme on vient de le dire.

3. Discrimination entre H_{pF} fixe et H_{pM} lié aux bobines.

En faisant tourner les bobines autour d'un axe vertical on constate que le champ H_0 se modifie. Il est possible de trouver une direction du plan horizontal pour laquelle une rotation des bobines de 180° redonne la même valeur de H_0 ; cette direction est perpendiculaire à la composante horizontale de H_{pF} (figure 4 A). Dans cette direction, on constate

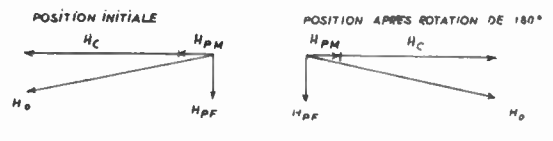


Fig. 4a

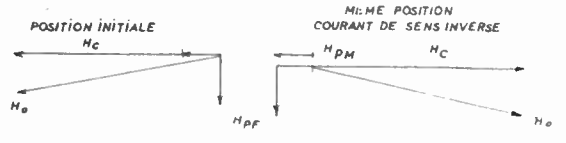


Fig. 4b

alors qu'une inversion du sens du courant parcourant les bobines ne redonne pas la même valeur de H_0. Cette circonstance ne peut s'expliquer que s'il existe un champ permanent H_{pM} porté par le support mécanique des bobines.

4. Résultats.

En interprétant de cette manière les résultats obtenus par rotation des bobines puis par inversion du courant nous sommes arrivés aux conclusions suivantes :

Champ de résonance : $H_r = H_0 = 10{,}82$ gauss,

Composante horizontale : $H_{0H} = 10{,}815$ gauss,

Intensité moyenne dans les bobines créant ce champ horizontal : $I = 618$ mA,

Constante théorique des bobines A : 17,487 gauss par ampère,

Champ théorique : $H_c = 0{,}618 \times 17{,}487 = 10{,}807$ gauss,

Champ parasite fixe dans l'espace : $H_{pF} = 0{,}31$ gauss

Composante horizontale : $H_{pFM} = 0{,}106$ gauss,

Champ parasite lié aux bobines : $H_{pM} = 0{,}11$ gauss.

Il est possible d'orienter les bobines de telle façon que le champ rémanent dû au laiton soit en opposition avec le champ terrestre horizontal. On observe alors effectivement la même intensité donc le même champ H_c lorsqu'on inverse le courant.

Conclusion.

Le résultat de ces mesures montre que le calcul théorique des bobines d'Helmholtz par intégration complète de la formule de Laplace est valable.

constante calculée par la formule de Laplace :

$$A = 17{,}487 \text{ gauss/ampère}$$

constante mesurée par la résonance électronique :

$$A = 17{,}50$$

$$\text{Différence : } A_{\text{mesuré}} - A_{\text{calculé}} = 0{,}013$$

en valeur relative :

$$\frac{A_{\text{mesuré}} - A_{\text{calculé}}}{A} < 10^{-3}$$

Une constatation importante résulte de ces mesures : certains métaux réputés non magnétiques tel le laiton peuvent cependant présenter un magnétisme appréciable dû probablement à des impuretés ferromagnétiques. Il y a donc lieu de faire subir un test magnétique sévère aux matières premières entrant dans la composition d'appareils où un tel magnétisme rémanent parasite est indésirable.

[1] R. Gabillard, *C.R.* t. 237, p. 705-708 (1953).

UTILISATION DE LA RÉSONANCE PARAMAGNÉTIQUE POUR L'ÉTUDE DE CERTAINS PROBLÈMES DE BIOLOGIE

PAR

J. COMBRISSON

Service de Biologie

Commissariat à l'Energie Atomique

Certains corps organiques connus pour renfermer des radicaux libres présentent le phénomène de résonance paramagnétique.

Nous avons cherché, en utilisant l'appareillage de M. Ueberfseld décrit dans une autre communication, à mettre en évidence la création de tels radicaux libres dans des substances d'intérêt biologique soumises à une irradiation gamma. Dans une première étape de cette recherche nous avons utilisé des corps cristallisés : les radicaux libres formés par l'irradiation (irradiation sous cadmium à la Pile de Châtillon) restent « figés » un certain temps et donnent le phénomène de résonance paramagnétique. Nous l'avons trouvé pour : le glucose, le galactose, le maltose, le mannose, le saccharose, le lévulose, le raffinose, l'inuline, l'inosite, la cellulose, l'acide ascorbique, le glycocolle, l'arginine, la leucine, l'alanine, la sérine, la proline, la thréonine, l'acide hippurique, le cholestérol. Il est intéressant de noter que les courbes des acides aminés présentent une multiplicité à trois pics qui serait due à un couplage de l'électron célibataire avec l'atome d'azote.

Ces radicaux libres apparaissent sans doute également en solution mais ont alors une vie très brève, il faudrait faire la mesure de paramagnétisme sous irradiation gamma, en incorporant à la substance un émetteur β ou α non paramagnétique ou en utilisant le faisceau d'un cyclotron.

Signalons enfin tout l'intérêt qu'il y aurait à mettre en évidence par cette méthode la création de radicaux libres lors de certaines réactions enzymatiques et à jeter ainsi un pont entre ces réactions et certaines actions des rayonnements.

4° POLARISATION — EFFET FARADAY

DÉTECTION ET MESURE DE L'EFFET FARADAY A 3 000 MHz. CAS DES FAIBLES ROTATIONS

PAR

Mme Jeanne SOUTIF

Faculté des Sciences de Grenoble

Rappel du principe.

Un klystron attaque un guide d'onde circulaire selon le mode TE_{11}. L'onde est détectée après passage dans la substance étudiée à l'aide d'une section circulaire tournante comportant deux antennes à 90° l'une de l'autre. Les cristaux détecteurs placés derrière les antennes sont opposés sur un galvanomètre (mesure de zéro).

Dispositif de détection.

Les mesures des corps paramagnétiques donnant des rotations de l'ordre d'une dizaine de minutes par centimètre d'épaisseur traversée, la précision du vernier utilisé (6 minutes) se révèle insuffisante. Au lieu de ramener à l'équilibre, pour chaque mesure, par la rotation des détecteurs, on peut se borner, dans le cas des petites rotations, à fixer les 2 antennes dans la position du zéro hors de la résonance et à mesurer la déviation du galvanomètre. L'erreur absolue de lecture est limitée par l'appréciation de la plus petite déviation du galvanomètre. J'ai cherché à augmenter la puissance reçue par chacun des détecteurs.

L'idée la plus simple est d'allonger l'antenne, mais on est très rapidement limité dans cette voie par un couplage prohibitif entre les deux antennes. Il est alors nécessaire de coupler chaque antenne à un résonateur de bonne surtension attaquant le cristal. Dans notre montage, l'enfoncement de l'antenne est réglable par une tête de Palmer et l'accord se fait par un piston latéral sans contact (dispositif analogue à celui d'un banc d'ondes stationnaires).

Sensibilité.

De cette façon, j'ai obtenu, dans le cas favorable de corps où l'effet Faraday s'accompagne d'une faible absorption, une précision maximum de 12 secondes d'angle.

Ainsi l'appareil a permis d'étudier l'ion paramagnétique Cu^{++} dans SO^4Cu solide en poudre qui sous une épaisseur de 1 cm présente une rotation maximum de 2,1 minutes. Cette rotation avait passé inaperçue dans une première étude.

Dimensions des échantillons.

L'inconvénient des faibles rotations est l'obligation d'employer la substance sous une épaisseur de plusieurs centimètres, ce qui, eu égard au diamètre du guide (7,8 cm), demande une masse importante de produit. La grande sensibilité de l'appareillage actuel, permet de diminuer la section de l'échantillon qui se présente alors sous une forme d'un bâton (diamètre de l'ordre du centimètre) allongé suivant l'axe du guide (masses 20 fois plus petites).

Cette disposition présente, en outre, un avantage théorique important car l'interprétation du phénomène devient beaucoup plus simple. En effet, la substance se trouve située dans une région où les lignes de champs dans la section sont pratiquement parallèles et l'onde incidente est alors vraiment polarisée rectilignement au sens de l'optique classique (la composante longitudinale du champ magnétique mise à part).

Biréfringence naturelle.

Cette dernière remarque a permis l'étude de la biréfringence naturelle du bois ($\gamma = 10$ cm) en l'absence de champ extérieur. Alors que les résultats obtenus pour des échantillons de bois occupant tout le diamètre sont non reproductibles et d'interprétation pratiquement imposible, ceux obtenus avec un bâtonnet peuvent être interprétés par des méthodes classiques.

Une lame de peuplier très sec, taillée parallèlement aux fibres, d'épaisseur 1 cm (diamètre = 1 cm), retarde la composante de la vibration parallèle aux fibres et produit une ellipticité maximum de 1.10^{-3} s'accompagnant d'une rotation de l'axe dont la valeur maximum est de 21 minutes d'angle.

L'appareillage ainsi conçu m'a permis de commencer une étude systématique sur des ferrites, étude que je pouvais difficilement faire avec les dimensions primitives.

UN ANALYSEUR DE VIBRATIONS DANS UN GUIDE CIRCULAIRE

PAR

G. RAOULT

Faculté des Sciences Clermont-Ferrand

Dans un guide d'ondes à section circulaire, de rayon R, la longueur d'onde de coupure pour le mode H_{01} est 2,62 R et pour le mode H_{11} 3,12 R. On peut donc choisir le rayon de façon à ce que, dans la bande des 3 cm (2,9 à 3,3) seul se propage ce dernier mode.

Il possède un plan de symétrie, et nous appellerons plan de polarisation le plan perpendiculaire à ce dernier. Le champ électrique, dont seule la composante radiale existe au voisinage de la paroi, varie comme le sinus de l'angle que fait la direction de phase de mesure avec le plan de polarisation.

Si pour détecter nous utilisons une petite antenne passant par un très petit trou dans le guide, nous obtiendrons un courant détecté proportionnel au carré du champ, donc au $\sin^2$ de l'angle ci-dessus.

On remarque alors l'analogie avec le cas de l'optique : nous avons réalisé, dans le cadre de cette analogie un analyseur de vibration du type de Chaumont pour le visible et l'U.V.

Un tel appareil est formé d'une lame quart-d'onde suivie d'un analyseur à pénombre. Par analogie nous avons :

Deux détecteurs placés à 90° l'un de l'autre ; un calcul simple permet de voir que dans ce cas la sensibilité est maximum. Ce dispositif a déjà été utilisé par Mme Soutif-Guicherd sur 10 cm.

La lame quart-d'onde doit retarder d'un quart d'onde les deux vibrations privilégiées qui le traverse. On réalise ceci à l'aide d'une section de guide rectangulaire dont les dimensions sont telles que la vitesse de phase des deux ondes qui se propagent en mode H_{01} avec des vecteurs E perpendiculaires diffère. La longueur de la section est choisie de façon à ce que la différence soit un quart d'onde pour 3,2 cm qui est la fréquence la plus usitée dans cette bande.

La jonction entre un tel élément et le guide circulaire se fait par des sections partiellement coniques et pyramidales obtenues en déformant un guide circulaire de périmètre convenable par un coin en forme de pyramide, l'adaptation est ainsi correcte dans une grande bande de fréquence. La longueur est réglée par des essais successifs sur le banc : un quart-d'onde transforme une vibration rectiligne en une vibration circulaire, ce qui donne une indication constante en tournant l'analyseur.

Pour analyser une vibration, on repèrera la direction de son grand axe, en l'absence de quart-d'onde puis on placera celui-ci avec son axe parallèle à la direction trouvée, l'angle dont devra tourner l'analyseur donnera l'ellipticité.

Il est alors possible d'appliquer les méthodes usuelles de l'optique, en particulier la sphère de Poincare, qui permet de trouver simplement l'axe et l'ellipticité de toute vibration, même si le quart-d'onde n'est pas rigoureusement quart-d'onde.

Nous allons réaliser un tel dispositif aussi pour la bande des 1,25 cm.

III. GAZ — GAZ EXCITÉS
PHYSIQUE DE L'ATMOSPHÈRE

UN APPAREIL POUR L'ÉTUDE DE LA DISPERSION DES GAZ ET DES VAPEURS, DANS LA BANDE DES HYPERFRÉQUENCES

PAR

A. BATTAGLIA et A. GOZZINI

Institut de Physique, Université de Pise

Nous décrirons un dispositif qui permet de mesurer la différence entre deux valeurs de l'indice de réfraction d'un gaz à deux fréquences très différentes (l'une étant le double de l'autre). Le schéma de l'appareil est représenté sur la fig. 1. La technique em-

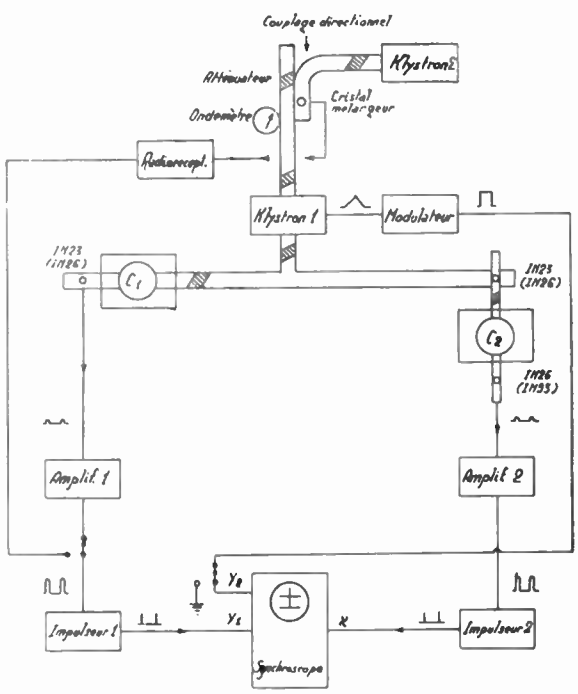


FIG. 1

ployée revient à comparer la variation des fréquences de résonance de 2 cavités qui sont accordées, vides, sur des fréquences l'une double de l'autre, lorsqu'elles sont remplies avec le gaz à étudier. Cette technique est une modification d'une technique déjà utilisée pour la mesure des constantes diélectriques des gaz [1].

Un klystron modulé en fréquence, alimente une cavité C_1 et un doubleur de fréquences. La modulation en fréquence se fait par une tension de forme triangulaire, de manière à faire varier la tension du klystron linéairement avec le temps de f_0 à f_1 pendant une alternance de la tension modulatrice, et de f_1 à f_0 pendant l'alternance suivante, f_0 et f_1 étant deux fréquences situées dans la région centrale du mode, entre lesquelles se trouve comprise f sur lequel est accordée la cavité C_1. La sortie du doubleur est envoyée à une deuxième cavité C_2 accordée sur la fréquence $2f$; C_1 et C_2 sont vides. Dans ces conditions les 2 cavités passent par la résonance au même instant. Remplies de gaz, elles résonnent aux fréquences f/n et $2f/n'$, n et n' étant les valeurs de l'indice de réfraction aux fréquences f, $2f$. Entre le passage par les deux fréquences de résonance, il se produit maintenant un retard $\Delta t = (f/v)(n - n')/nn' \simeq (f/v)(n - n')$, où v est la vitesse de modulation de fréquence. On peut donc tirer de Δt, connaissant f et v la différence $n - n'$. Par exemple avec $f = 9\,000$ MHz, $v = 450$ MHz/s, l'on a

$$\Delta t = 10^{-6}\ \text{s} \quad \text{pour } n - n' = 5.10^{-8}.$$

Pour la mesure de Δt, le signal transmis par chaque cavité est détecté par une diode à cristal et envoyé à un amplificateur dont la sortie commande un circuit à impulsion (impulseur). A chaque période de la tension de modulation on obtient ainsi de chaque impulseur deux impulsions, l'une pendant l'alternance dans laquelle la fréquence est croissante, l'autre pendant l'alternance dans laquelle la fréquence décroît avec le temps. La première caractérise une fréquence inférieure à celle de résonance, située dans la région de pente maximum du signal de résonance, l'autre une fréquence plus grande, symétrique de la première par rapport à la fréquence de résonance. Les impulsions d'un des impulseurs pilotent un synchroscope, celles de l'autre sont convenablement retardées et envoyées sur la plaque Y_1 du tube cathodique. Avec les cavités vides et accordées sur des fréquences exactement doubles l'une de l'autre, les impulsions observées dans les 2 alternances apparaissent superposées, à une distance du début de balayage égale au retard artificielle-

ment imposé (1). Avec les cavités remplies de gaz, si la dispersion est sensible, il se produit un retard entre les impulsions de C_1 et C_2 ayant lieu pendant chaque alternance de la tension modulatrice. Si $\Delta_1 t$ et $\Delta_2 t$ sont ces retards respectivement lorsque la fréquence croît et décroît avec le temps, ils s'ajoutent au retard artificiellement introduit et étant de signe contraire, ils augmentent dans une alternance, et diminuent dans l'autre, le retard effectif entre les impulsions qui pilotent le synchroscope et celles qui sont observées, de sorte que ces dernières, superposées lorsque les cavités sont vides, apparaissent séparées lorsque les cavités sont remplies, par un retard $|\Delta_1 t| + |\Delta_2 t|| = 2\ |\Delta t|$, double du retard effectif entre le passage par les deux fréquences de résonance; et ce, même si $|\Delta_1 t| \neq |\Delta_2 t|$, c'est-à-dire même si, par l'effet du gaz, le Q d'une cavité se trouve sensiblement diminué, pourvu que le signal de résonance, tout en s'aplatissant, reste symétrique par rapport à la fréquence de résonance (2) (voir fig. 2).

On observe alors dans laquelle des alternances l'impulsion s'est rapprochée et dans laquelle elle s'est éloignée de l'origine du balayage, et, sachant quelle cavité commande les impulsions pilote et quelle cavité les impulsions observées, on reconnaît immédiatement si n a augmenté ou diminué avec la fréquence. Pour l'étalonnage du dispositif nous avons fait usage d'une technique mise au point, et perfectionnée par le « Centro per la Fisica delle Microonde » de Florence, pour la mesure de la différence de fréquences de raies spectroscopiques [2]. Sur un cristal, on envoie une fraction de l'énergie prélevée sur le klystron modulé ainsi que celle d'un autre klystron, stabilisé en fréquence par la technique décrite par F. Bruin [3]. Le cristal est relié à un radiorécepteur. A chaque alternance de la tension modulatrice on obtient du radiorécepteur deux signaux, dont la distance entre les maxima caractérise un intervalle de fréquence égal au double de la fréquence sur laquelle le récepteur est accordé.

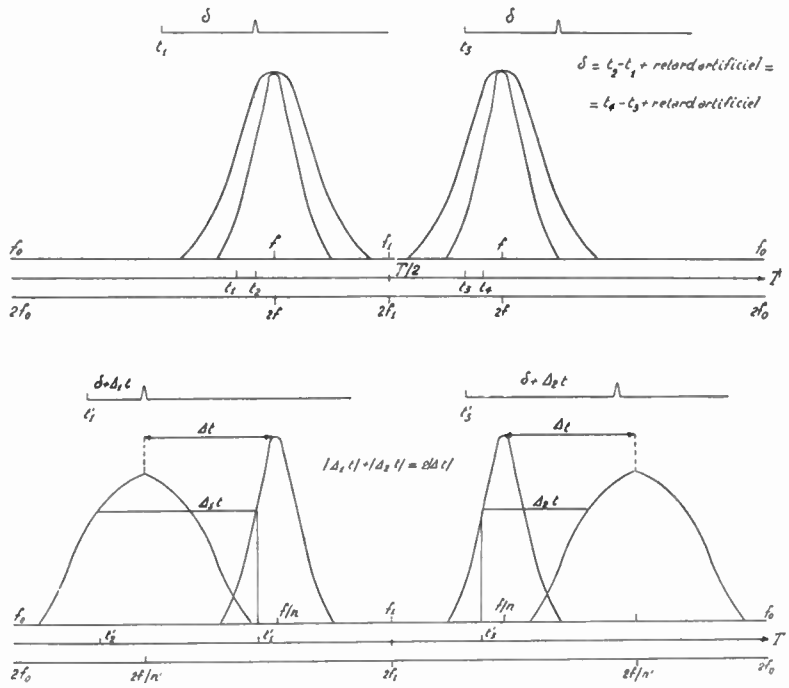


FIG. 2

Pour connaître, en plus du module, aussi le signe de la variation de n, une impulsion rectangulaire, présente pendant toute l'alternance pendant laquelle la fréquence croît avec le temps, est prélevée sur le circuit modulateur et envoyée à la plaque Y_2 du tube cathodique, de sorte que les phénomènes se produisant dans les deux alternances apparaissent séparés.

Avec le récepteur accordé sur 300 kHz il a été possible d'obtenir deux signaux à fréquences distantes de 600 kHz. Ces signaux sont envoyés, en remplacement de celles des cavités, à l'impulseur qui fournit les impulsions observées. Le synchroscope est réglé sur un balayage lent, de manière que les 2 impulsions apparaissent sur une des traces correspondantes à une des alternances de modulation. Il est possible de la sorte d'étalonner en fréquences en comptant le nombre de microsecondes compris entre les 2 signaux et en outre, en faisant parvenir à celles-ci les deux traces en agissant sur la fréquence du klystron non modulé, contrôler la bonne linéarité de la modulation de fréquence, en observant que la distance des 2 impulsions observées reste toujours la même.

(1) A un tel retard peut éventuellement s'ajouter un retard dû au fait que les fréquences caractérisées par les impulsions ne sont pas exactement doubles l'une de l'autre, en raison de la différence des Q des cavités et des polarisations des impulsions. Quand les fréquences de résonance des cavités sont exactement le double l'une de l'autre, ce retard est le même dans les 2 alternances, de sorte que les impulsions apparaissent superposées.

(2) Cette hypothèse se justifie même dans la région de dispersion anormale lorsque le pression est élevée et la bande d'absorption est beaucoup plus large que celle de la cavité.

L'appareil marche avec f compris entre 8 500 et 9 500 MHz. Un autre circuit comportant des guides d'onde pour f compris entre 18 000 et 30 000 MHz est en cours de mise au point. Les effets dus à la déformation des cavités en raison de la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur sont évités en évacuant simultanément les cavités et le récipient qui le contient. L'absence de ces effets est vérifiée en faisant varier la pression à l'extérieur du récipient qui contient la cavité.

Naturellement l'appareil permet de déterminer l'indice de réfraction à l'une quelconque des 2 fréquences simplement en maintenant vide une des cavités. Une description détaillée de l'appareil et des résultats des mesures en cours sur divers gaz seront très prochainement publiés dans la revue « Il Nuovo Cimento ».

BIBLIOGRAPHIE

[1] BIRNBAUM, *G. Rev. Scient. Inst.*
B. BICCI, A. GOZZINI, E. POLACCO, comptes-rendus à l'Acad. Sc. Paris.

[2] N. CARRARA, P.L. CHECCACCI. Communication privée.
C.G. MONTGOMERY, Technique of Microwave Mesur, N. York, 1947, p. 396.

[3] F. BRUIN, *Appl. Sci. Res.*, 3 B. 1953, p. 109.

MESURE DE L'INDICE DE RÉFRACTION AUX ONDES HERTZIENNES DES GAZ SOUS LA PRESSION ATMOSPHÉRIQUE

PAR

F. BRUIN et F.W. HEINEKEN

Zeeman Laboratorium, Universiteit van Amsterdam

Comme on le sait, il est possible de caractériser un milieu isotrope par son indice de réfraction complexe $N = N' - jN''$, dont en général il est difficile de séparer [1] l'influence de la partie réelle N' et de la partie imaginaire N'' sur la propagation des ondes électro-magnétiques dans ce milieu. Quand les pertes dans le milieu sont relativement faibles, c'est une approximation suffisante si pour les ondes courtes la partie réelle de N se déduit de la détermination de la longueur d'onde dans ce milieu et dans le vide. La méthode la plus simple consiste à se servir des ondes stationnaires, alors que pour des gaz il faut employer une cuve (guide d'onde ou cavité résonante).

Dans le cas d'une cavité résonante, après avoir inséré le gaz, on détermine le changement de la fréquence de résonance, attendu que celui-ci est une mesure de N' de ce gaz. Pour la plupart des gaz ce changement est minime (de l'ordre de 1 %) et pour cette raison il est difficile de mesurer N' avec grande précision. Comme dans ces mesures on a besoin d'une fréquence de référence, il faut disposer d'une fréquence de marquage quelconque dans le domaine de mesure, par exemple un deuxième ondemètre étalonné ou un standard à quartz.

On peut distinguer deux méthodes, l'une utilisant une cavité fixe, l'autre se servant d'une cavité ajustable qui contient le gaz. Dans le premier cas il faut mesurer la baisse de la fréquence de résonance relativement au système de marquage. Ici on rencontre le faible désavantage qu'on ne mesure pas à une fréquence fixe et une puissance constante. Par contre il y a l'avantage de la possibilité d'une plus grande précision, parce que dans ce cas les dimensions de la cavité restent inchangées. Cette méthode fut appliquée par GOZZINI [2] et plus tard avec grande précision par BIRNBAUM c.s. [3] et par ESSEN et FROOME [1]. Dans le deuxième cas on peut compenser la variation de la fréquence de résonance par une diminution du volume de la cavité. Il n'y a plus alors les desavantages mentionnés ci-dessus : des difficultés peuvent pourtant se présenter quand on évacue la cavité de mesure. Nous avons choisi la seconde méthode.

Examinons les conditions qu'il nous faut donner à la cavité de mesure. Le déplacement ΔL du piston de la cavité nécessaire pour garder la résonance à la même fréquence est donné par :

$$2\,\Delta L/L \approx N'^2 - 1 \qquad (1)$$

Supposons que la précision visuelle du micromètre qui contrôle le mouvement du piston se monte à 1 μ et qu'il faille déterminer ΔL jusqu'à 1 % : il s'ensuit que ΔL est au moins égal à 100 μ. Le second membre de la formule (1) est par exemple pour l'air 6.10^{-4} de sorte que nous trouvons pour valeur minima de la longueur L de la cavité $200\ \mu/6.10^{-4} = 330$ mm, ce qui, du point de vue expérimental, est une dimension raisonnable. Pour obtenir une précision dix fois plus grande la cavité devient difficilement utilisable et il faudra déterminer des indices de réfraction d'une autre manière [1]. La relation entre un changement de fréquence de résonance $\Delta\nu$ et la diminution de longueur compensatrice ΔL est donnée par

$$\Delta\nu/\nu \approx \Delta L/L \qquad (2)$$

Nous disposons d'un oscillateur de 25 GHz, de sorte que, pour un changement de longueur de 1 μ, le changement de fréquence correspondant est de l'ordre de 75 kHz. Ce changement de fréquence est à peine observable sur l'écran d'un oscilloscope utilisant la modulation B.F. à dent de scie conventionnelle. Ainsi on n'a pas besoin d'une technique plus poussée, comme par exemple un mélangeur cohérent, etc., ce qui serait nécessaire pour obtenir une précision dix fois plus grande. Examinons maintenant l'influence de la température, de la pression et des pertes électro-magnétiques sur nos mesures. L'influence sur la fréquence de résonance de variations relatives de la longueur et du diamètre de notre cavité sont à peu près du même ordre. Pour une cavité en cuivre, ayant un coefficient de dilatation de 15.10^{-6}/° C, il faut compenser la longueur par une augmentation de ΔL égale à $2.15.10^{-6}$. 330 mm $\approx$ 10 μ par degré afin de maintenir la résonance. Donc il est désirable de garder une température ponstante jusqu'à quelques centièmes de degré cendant les mesures, et il sera nécessaire d'appliquer une correction pour des variations éventuelles de la température. D'ailleurs la température ne cause pas de difficultés pour une précision dix fois plus élevée. Il en va de même pour la pression du gaz, qu'on peut mesurer à pression atmosphérique à 10^{-4} à l'aide d'une colonne de mercure. Comme $N' - 1$ est proportionnel à la pression, il est d'ordinaire permis de négliger l'écart produit dans la mesure de pression. Quand il y a des pertes dans le milieu, on peut les caractériser [5] par un facteur de surtension, Q_m, qui est égal à environ $2\ N'/N''$. La fréquence de résonance de la cavité et l'indice de réfraction qu'on en déduit seront réduits par les pertes d'un facteur $(1 - 1/4\ Q^2_m)^{1/2}$. Supposons que l'influence de ce facteur soit au maximum de 10^{-7}, il s'ensuit pour la valeur permise du facteur de surtension $Q_m \geqslant 10^3$. Dans nos mesures le facteur de surtension du milieu satisfait toujours cette condition de telle manière qu'on peut négliger l'influence des pertes.

Les mesures ont été exécutées avec une cavité en cuivre d'une longueur de 350 mm, de 22 mm de diamètre et avec un facteur de surtension Q de 6.10^4. Avec cette cavité montrée par la figure, l'indice de réfraction est déterminé pour une dizaine de gaz [6], avec un écart de 1 à 2 unités dans le sixième chiffre décimal. La fréquence de marquage est donnée par une raie spectrale du spectre d'inversion du gaz ammoniac.

REFERENCES

[1] Freymann, R., c.s., *J. Phys. Rad. 9* (1948), 11D.

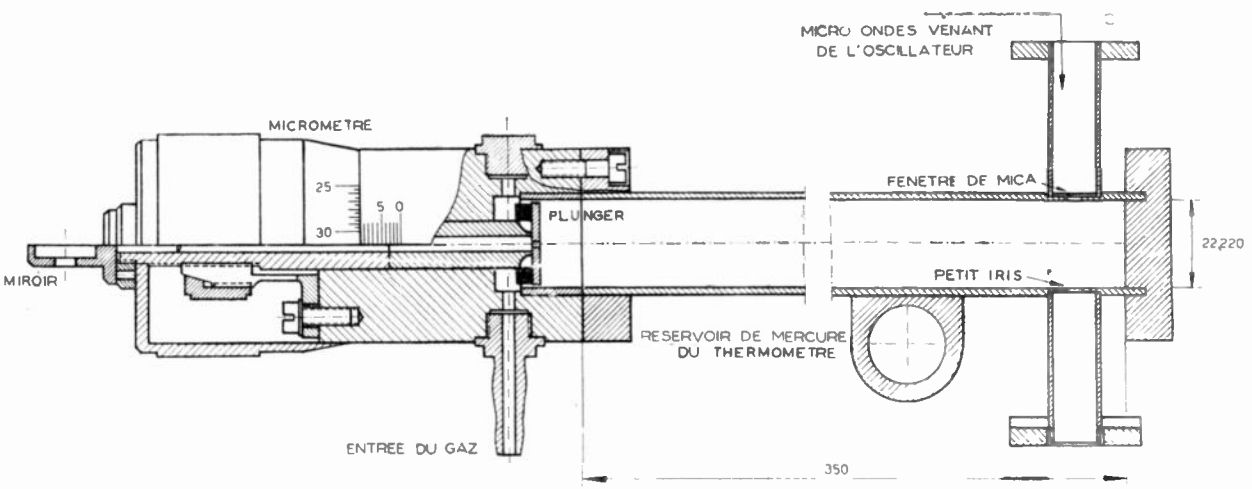
[2] Gozzini, A., Nuovo Cimento *8* (1951) 1 ; *C.R. Acad. Sci* (Paris), *237* (1954) 1947.

[3] Birnbaum G., c.s., *Rev. Sc. Instr.*, *21*(1950 ; 169, *J. Appl. Phys. 22* (1951) 95.

[4] Essen L., Frome K.D., *Proc. Phys. Soc. B.*, *64* (1951), 862.

[5] Bruin F., *Proc. Kon. Ned Ak. B 56* (1953), 515 ; B *57*(1954), 125.

[6] Heineken, F.W., Bruin, F., *Physica 20*(1954).



L'interferomètre pour mesurer l'indice de réfraction des gaz. Les dimensions sont données en mm.

CONSTANTE DIÉLECTRIQUE DE GAZ ET VAPEURS EN HYPERFRÉQUENCES, MÉTHODES ET APPAREILLAGES EXPÉRIMENTAUX

PAR

TACHON — KAHAN — VASSY
Faculté des Sciences — Paris

Nous utiliserons la méthode décrite par M. Gozzini [1], que nous rappelons brièvement tant pour mesurer la constante diélectrique, que sa dispersion.

Un klystron 2 K 25 balayé linéairement en fréquence oscille entre les fréquences f_1 et f_2. Deux cavités vides à Q élevé sont accordées sur les fréquences f' et f'', voisines et comprises dans l'intervalle (f_1, f_2). Les cavités sont fortement découplées entre elles et le klystron.

Si T est la période de modulation du klystron, l'intervalle de temps qui sépare les deux résonances des cavités est :

$$t_2 - t_1 = \frac{f_2 \quad f_1}{T} (f'' \quad f')$$

Lorsque l'une des cavités est remplie de gaz ou de vapeur dont on étudie les propriétés diélectriques, la fréquence de résonance passe de f' à f'' et l'intervalle de temps $t_2 - t_1$ varie de :

$$dt = \frac{T}{f_2 - f_1} f'' \quad \frac{\varepsilon - 1}{2}$$

avec les approximations compatibles suivant les valeurs de $\varepsilon - 1$. La mesure de la constante diélectrique se ramène donc à la mesure d'un intervalle de temps.

Les courbes de résonance à la sortie des cavités sont fortement amplifiées (10^6 fois) et appliquées à un circuit impulseur qui fournit une impulsion étroite (de l'ordre de 3 microsecondes) correspondant à un niveau donné et rigoureusement constant des courbes de résonance (au point où la dérivée seconde s'annule). L'une des impulsions déclenche un synchroscope tandis que l'autre impulsion est appliquée aux plaques verticales. Avec un marquage étalonné en microsecondes on peut mesurer le déplacement relatif des impulsions lorsqu'on introduit le gaz ou la vapeur dans l'une des cavités, l'autre restant vide. On en déduit immédiatement la valeur de $\varepsilon - 1$ dans les conditions de l'expérience.

MESURE DE LA DISPERSION DE LA CONSTANTE DIÉLECTRIQUE :

On mesure la différence entre les $\varepsilon - 1$ de deux cavités accordées à des fréquences dont l'une est double de l'autre. On utilise encore un klystron 2 K 25 balayé linéairement en fréquence. Le montage se divise en deux circuits : le circuit 3 cm comprenant atténuateur ; cavité, récepteur à cristal ; et le circuit 1,5 cm comprenant, atténuateur, générateur harmonique à cristal, cavité et récepteur à cristal. Les deux courbes de résonance passent dans les mêmes circuits électroniques que précédemment, fournissent les deux impulsions qui sont appliquées au synchroscope. De l'amplitude en microsecondes dont se séparent les deux impulsions lorsqu'on introduit le gaz dans les deux cavités, on mesure la dispersion.

(1) *C.R.A.*, 237, 1953, p. 1497.
et *C.R.A.*, 237, 1953, p. 1652.

POSTLUMINESCENCES DES GAZ EXCITÉS PAR DES IMPULSIONS D'ONDES CENTIMÉTRIQUES

PAR

MM. I. EYRAUD et J. JANIN
Institut de Physique Générale, Lyon

On dispose un ballon renfermant le gaz à étudier à l'embouchure d'un guide ou d'un cornet directif alimenté par des impulsions brèves d'ondes centimétriques. La décharge qui se produit pour certaines pressions de gaz (0,1 à 50 mm de Hg, par exemple) peut se présenter sous différents aspects [1].

La décharge semble être concentrée en général près de la paroi : on observe deux lobes tangents dont les dimensions varient en sens inverse de la pression du gaz. Lorsqu'on recouvre d'un vernis conducteur la paroi opposée au guide, il est possible de créer une surtension au centre du ballon afin d'obtenir à cet endroit une décharge localisée. Cette dernière présente approximativement les mêmes caractéristiques qu'au voisinage de la paroi.

On enregistre les courbes donnant, en fonction du temps, les variations de l'intensité de chacune des raies ou bandes les plus intenses constituant le spectre. On distingue deux types de courbes :

1. — *Courbes à deux maxima.*

Le Néon, par exemple, donne naissance à des courbes présentant un maximum pendant la décharge, suivi d'un deuxième situé dans la postluminescence [2]. Il semble que l'allure de ces courbes soit propre aux raies atomiques. L'intensité lumineuse varie de la façon suivante :

1er *stade* : L'amorçage de la décharge se produit un certain temps après le début de l'impulsion. L'intensité lumineuse croît rapidement, très vraisem-

blablement suivant une loi exponentielle (augmentation exponentielle de la concentration électronique).

2e *stade* : L'intensité cesse de croître et commence même, dans la plupart des cas, à diminuer avant la cessation du champ. Ce phénomène de saturation s'explique par le fait que l'impédance spécifique du gaz diminue quand la concentration électronique augmente d'une part, et par le fait que la configuration du champ se modifie au cours du temps d'autre part, cette modification se produisant en même temps que l'augmentation de la charge d'espace électronique. Il est possible, de plus, que la charge d'espace ionique produise un freinage des électrons. Ceci se traduit par une décroissance de l'excitation et de l'ionisation au cours de cette période. Les courbes expérimentales mettent en évidence ce phénomène et indiquent de plus, que la loi de variation de l'intensité en fonction du temps n'est pas la même pour toutes les radiations émises. L'intensité des raies décroît d'autant plus vite que le niveau d'excitation auquel elles correspondent est plus élevé.

3e *stade* : L'intensité décroît après la cessation du champ suivant une loi exponentielle dont la constante de temps semble être identique pour toutes les raies (0,9 microseconde environ). Ceci correspond très certainement à la décroisancse de l'énergie des électrons par chocs inélastiques sur les atomes. Puis l'intensité lumineuse passe par un minimum qui peut être nul dans certains cas.

1e *stade* : L'intensité diminue ensuite et présente un maximum au bout d'un temps qui dépend de la pression du gaz, et décroît à nouveau lentement. On a vérifié avec l'hélium que la constante de temps de cette décroissance est d'autant plus grande que le niveau d'excitation dans une même série spectrale est plus élevé [3]. Il en est de même de l'amplitude relative du deuxième maximum par rapport au premier. L'émission de lumière pendant le quatrième stade est certainement due à la recombinaison des ions et des électrons.

2. — *Courbes à un seul maximum.*

Lorsqu'on étudie l'évolution dans le temps de l'intensité des bandes du spectre moléculaire de l'azote, on n'observe pas de maximum en postluminescence. Pendant la période qui correspond au deuxième stade, il se produit un accroissement de la température de vibration des molécules. La constante de temps de la décroissance de l'intensité pendant la phase suivante est légèrement supérieure à 1 microseconde, elle dépend de la bande étudiée et augmente considérablement avec le temps. La postluminescence est très marquée et doit être attribuée en général à la recombinaison. La suppression du 2e maximum montre que dans l'azote cette recombinaison est déjà importante pendant l'impulsion.

Il y a également lieu de faire intervenir, dans le cas de mélanges gazeux, une émission lumineuse liée à des échanges d'énergie ou à des échanges d'électrons entre atomes ou molécules ; celle-ci est même prépondérante dans certaines conditions. C'est le cas du mélange Néon-Azote à la pression totale de quelques millimètres de mercure et pour une concentration d'azote de 1 à 5 %.

(1) Robertson, Kenney et Nixon, Nature 164, 1949, p. 100.
(2) Bayet (Rev. Scient. 80, 1951, p. 351) avait obtenu des courbes du même type pour le rayonnement global.
(3) J. Janin et I. Eyraud, Comptes rendus de l'Académie des Sciences (Paris) 237, 1953, p. 1073.

ÉTUDE DE LA DIFFRACTION PAR DES OBSTACLES DE FAIBLE DIAMÈTRE EN VUE DE L'APPLICATION A LA PHYSIQUE DE L'ATMOSPHÈRE, APPAREILLAGE

PAR

CHAMBRON — KAHAN — VASSY
Faculté des Sciences, Paris

Nous nous proposons de reprendre sur la bande 3 cm les expériences de Labrum sur 10 cm [1]. L'appareillage est actuellement en cours de montage. Il doit permettre de mesurer le taux d'ondes stationnaires produit dans un guide d'onde par un très petit obstacle (1 à 2 mm). Cet obstacle pourra être constitué par une goutte d'eau, ou un fragment de glace en cours de fusion.

Description de l'appareillage : Un klystron attaque le bras série d'un T magique dont le bras parallèle est réuni à un récepteur étalonné en puissance. Les bras symétriques portent des charges adaptées par l'intermédiaire de correcteurs d'impédance.

Après équilibrage de l'ensemble (réglage des correcteurs d'impédance de façon à avoir une atténuation infinie entre les bras E et H), on interpose l'obstacle dans l'un des bras symétriques, et on mesure l'atténuation entre les bras série et shunt, soit N décibels. Si r est le coefficient de réflexion introduit par l'obstacle on a :

$$N = 6 - 20 \log r.$$

En faisant les mesures avec des billes métalliques, nous pourrons vérifier les résultats prévus par la théorie. Labrum ayant mis en évidence sur la bande 10 cm, la formation des « bandes brillantes » des échos de radar, lors de la fusion de fragments de glace de forme primitivement non sphérique, l'étude du pouvoir diffractant de gouttes d'eau et de particules de glace en cours de fusion est utile pour l'interprétation des échos de radar donnés par les hydrométéores.

(1) N.R. Labrum, *Journal of Applied Physics*, 23, 1320, (1952).

QUELQUES APPLICATIONS DES RAYONNEMENTS ELLIPTIQUES A LA TECHNIQUE DES HYPERFRÉQUENCES ET DU RADAR (1)

PAR

G. PIRCHER

Ingénieur à la Compagnie Française Thomson-Houston

I. — Introduction.

La polarisation est une caractéristique essentielle d'une onde électromagnétique. Les différents phénomènes dus à cette propriété sont bien connus en optique et transposables dans le domaine des ondes ultra-courtes.

Mais dans ce domaine, le radio électricien fait des mesures souvent irréalisables par l'opticien, si la théorie reste commune, la pratique et les moyens diffèrent notablement. Il paraît donc intéressant de voir comment cette propriété est utilisée dans la technique des hyperfréquences et du radar et de connaître son influence sur les divers problèmes rencontrés.

Après un bref rappel de définition, nous indiquons quelques applications pratiques et les résultats obtenus au laboratoire hyperfréquence de la C.F.T.H. Les procédés d'obtention des rayonnements elliptiques seront ensuite décrits.

Enfin, quelques données théoriques sur les rayonnements elliptiques seront rappelées, un procédé de calcul sera indiqué avec des applications aux appareils et aux phénomènes déjà présentés.

II. — Généralités des rayonnements elliptiques :

Les champs rectilignes considérés le plus souvent sont une particularité des champs elliptiques plus généraux.

Ceux-ci se forment à partir de champs rectilignes quand le milieu de propagation est anisotrope, citons par exemple les champs réfléchis par l'ionosphère, le champ transmis par les radomes, sous grande incidence, le champ transmis dans les guides ronds, coudes etc.

La plupart des antennes émettent un champ rectiligne dans l'axe de leur faisceau, mais des composantes de « cross polarisation » rendent ce champ elliptique sur les bords du lobe de rayonnement.

Dans d'autres cas, le champ elliptique n'est plus occasionnel, il est alors utilisé le plus couramment sous la forme d'un champ à polarisation circulaire.

Nous allons brièvement décrire le champ elliptique d'une onde plane ; le cas de l'onde plane étant pratiquement celui adapté à la plupart des problèmes.

Soit $\vec{C}$ la direction de propagation et Po un plan transversal orthogonal à $\vec{C}$.

Dans ce plan, le champ électrique est représenté par un vecteur tournant OM (fig. 1) le point M décrivant une ellipse d'axe OC pendant une période dans

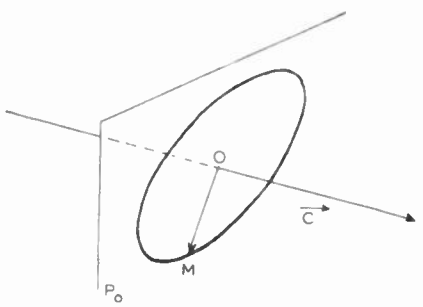


Fig. 1

un sens ou dans l'autre. L'ensemble des ellipses de tous les plans transversaux forme un cylindre droit à section elliptique.

A un instant donné, les différents points M sont répartis sur une sorte d'hélice tracée sur le cylindre elliptique. Cette hélice est caractéristique de la propagation de la phase de l'onde. La distance minimum de deux plans pour lesquels deux vecteurs OM

(1) Communication présentée à la Société des Radioélectriciens le 30 juin 1954.

sont parallèles et de même sens est la longueur d'onde.

Sans entrer dans le détail des calculs faits dans la deuxième partie, il est visible qu'un tel rayonnement est caractérisé par l'ellipse, section droite du cylindre et son sens de parcours.

Nous dirons que l'ellipse est directe si le sens est celui du Bonhomme d'Ampère, c'est-à-dire, qu'un observateur les pieds en O, la tête en C observe la rotation de sa droite vers sa gauche, l'ellipse est inverse dans l'autre cas.

Le rayonnement est encore caractérisé par la période et la vitesse de phase comme pour un rayonnement rectiligne.

La polarisation circulaire correspond au cas extrême où l'ellipse est un cercle ; elle a une grande importance par ses propriétés de symétrie.

III. — Quelques applications :

III.1. — **Joints tournants** :

Ces joints tournants sont des pièces radio-mécaniques permettant la transmission d'énergie d'une partie fixe à une partie mobile autour d'un axe.

Ils sont constitués essentiellement d'un guide à symétrie de révolution, où se propage un mode à symétrie de révolution.

La polarisation circulaire en guide rond répond à ces conditions, car elle peut être considérée comme un mode à symétrie de révolution obtenue par composition de deux modes TE_{11} orthogonaux déphasés.

On a représenté sur la figure 2 le schéma d'un joint tournant basé sur un tel principe.

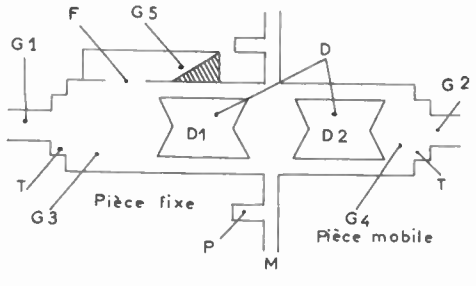


Fig. 2

On y distingue deux pièces l'une fixe, l'autre mobile correspondant chacune à un émetteur et un récepteur polarisé circulairement.

G_1 et G_2 sont des guides rectangulaires

G_3 et G_4 sont des guides circulaires

D_1 et D_2 sont des lamelles diélectriques déphaseuses créant la polarisation circulaire d'une manière identique aux lames quart d'onde de l'optique.

T sont des transformateurs

M est la discontinuité mécanique permettant la rotation

P le piège assurant la continuité électrique

G_5 est un guide couplé au guide principal par la fente F, ce guide régularise le fonctionnement du joint.

Les joints construits sur ce modèle sont particulièrement aptes à transmettre de grandes puissances, la limite étant pratiquement la tenue de puissance des guides.

Les deux parties du joint peuvent être considérées, l'une comme émettrice, l'autre comme réceptrice, le système ne fonctionne que si l'émetteur et le récepteur ont une polarisation circulaire caractéristique de même sens, directe ou inverse.

Ce système de joint tournant forme également un déphaseur, l'onde transmise étant déphasée de l'angle de rotation.

Il s'ensuit que, pour une vitesse de rotation constante la fréquence transmise n'est plus tout à fait celle d'entrée.

Un perfectionnement de ces joints consiste à placer dans le guide émetteur ou récepteur, avant le déphaseur, un dispositif absorbant la polarisation croisée qui naît toujours des défauts d'adaptation des lames.

Cette polarisation croisée si elle n'était pas absorbée créerait une résonance dans le joint produisant des inégalités de transmission en rotation et des pertes élevées.

L'absorbeur de polarisation croisée doit être insensible à la polarisation principale ; une solution consiste à coupler par une fente le guide rond principal à un guide adventif adapté.

Les lames diélectriques doivent avoir une tenue mécanique suffisante, être adaptées au mieux et être sans pertes.

Seuls, le téflon et le quartz sont valables à des puissances de l'ordre de 300 kW et plus, en 3 cm, sans refroidissement.

Il est possible avec de tels joints de couvrir des bandes de 4 à 5 % avec un T.O.S. supérieur à 0,9 et une transmission constante à 0,2 dB près.

La largeur de bande est uniquement fonction du déphaseur et de l'absorbeur.

III.2. — **Déphaseur continu** :

Si à un joint tournant à polarisation circulaire on ajoute un joint ordinaire conservant la phase, joint tournant coaxial par exemple on a réalisé un déphaseur à lecture directe dont le déphasage est directement égal à l'angle de rotation de la partie tournante par rapport à la partie fixe.

La phase peut donc tourner de $2\pi n$ jusqu'à l'infini.

III.3. — **Antennes omnipolarisation** :

Une antenne doit parfois recevoir toutes les polarisations rectilignes quelle que soit leur orientation.

Ceci est particulièrement le cas des antennes de fusées non stabilisées en roulis.

C'est aussi le cas des antennes détectrices de rayonnements inconnus.

Suivant le cas et la largeur de bande nécessaire, des antennes seront polarisées circulairement grâce à :

— une grille analogue d'une lame quart d'onde

— un déphaseur dans leur feeder d'alimentation Elles peuvent être aussi constituées par une ou plusieurs hélices.

III.1. — **Amélioration de l'information radar** :

Une application intéressante des rayonnements à polarisation circulaire est l'amélioration de l'information radar.

Cette amélioration se traduit soit par l'élimination d'échos gênants masquant les échos utiles, soit par le renforcement d'échos à la limite du bruit, soit par l'identification de certains types d'obstacle compte tenu de leur comportement vis-à-vis des paramètres de la polarisation.

Ces différents effets sont dus à l'influence de la polarisation elliptique sur la détection radar, nous en indiquerons la théorie plus loin.

Nous présentons ici, quelques résultats, ils ont été obtenus avec différents types de radars et d'antennes.

Le premier est un radar d'atterrissage (P.A.R.). Ce radar est équipé de deux antennes site et gisement.

Chacune de ces antennes est constituée par un réseau de dipôles disposé suivant la droite focale d'un cylindre parabolique.

Ordinairement la polarisation émise par chaque antenne est rectiligne.

Cette polarisation est transformée en polarisation circulaire grâce à une lame quart d'onde plane placée à la sortie de chaque antenne.

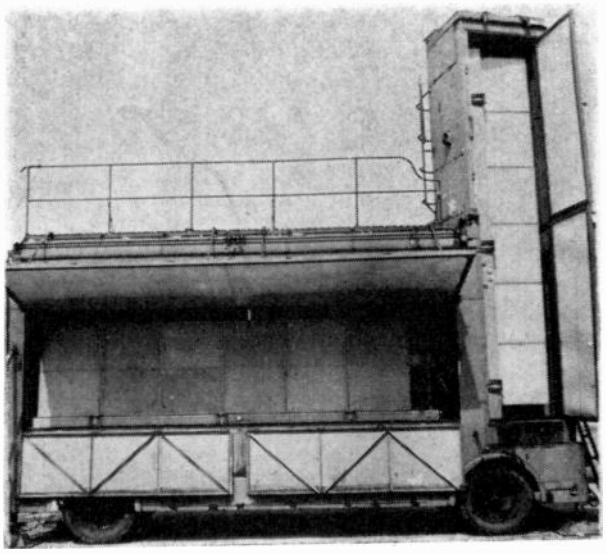


FIG. 3

La figure 3 représente l'ensemble du radar, on y distingue les deux antennes équipées des panneaux formant lame quart d'onde.

Le deuxième type de radar sur lequel les expériences ont été faites est un radar de Marine à représentation panoramique, seule l'antenne avait été modifiée.

La figure 4 représente cette antenne, elle est constituée d'un réflecteur parabolique illuminé par un cornet à polarisation variable placé au foyer.

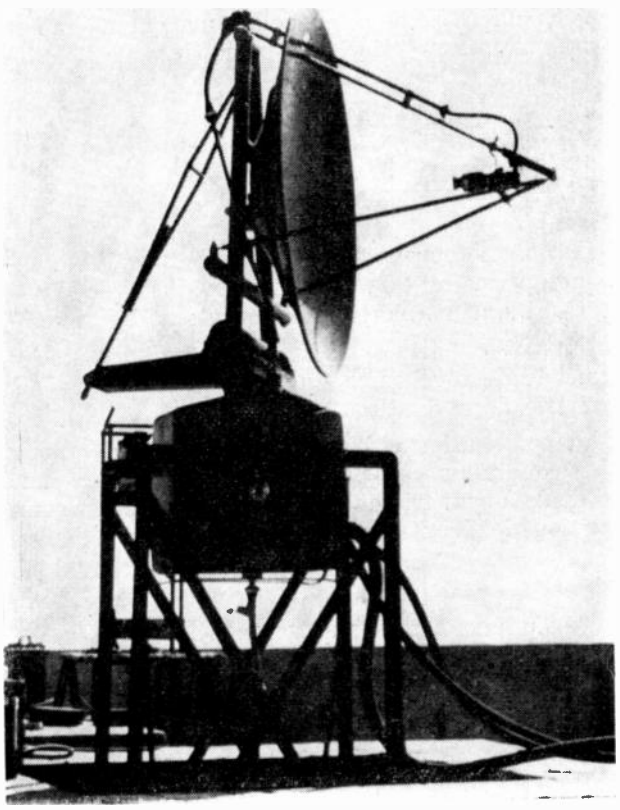


FIG. 4

Ce cornet comporte deux réglages permettant d'émettre une polarisation elliptique quelconque repérée par deux graduations.

L'antenne de la figure 4 a été montée également sur un radar à représentation type A pour obtenir un aspect plus quantitatif des phénomènes observés.

III.1.1. — *Elimination des échos de pluie* :

Les échos de pluie sont extrêmement gênants en observation radar ordinaire, car ils forment des masques importants, surtout aux faibles longueurs d'onde, l'élimination de ces masques est souhaitable et peut être réalisée en utilisant une antenne émettant des ondes polarisées circulairement. La théorie de cette élimination sera indiquée plus loin ; elle est basée sur l'hypothèse que les gouttes d'eau sont sphériques.

La figure 5 représente la détection d'un rideau de pluie avec représentation type A, l'antenne utilisée est celle de la figure 1.

L'utilisation de la polarisation circulaire (PC) donne un scope dégagé faisant apparaître les petits échos, alors que la polarisation horizontale n'atténue pas les échos de pluie qui forment un masque important.

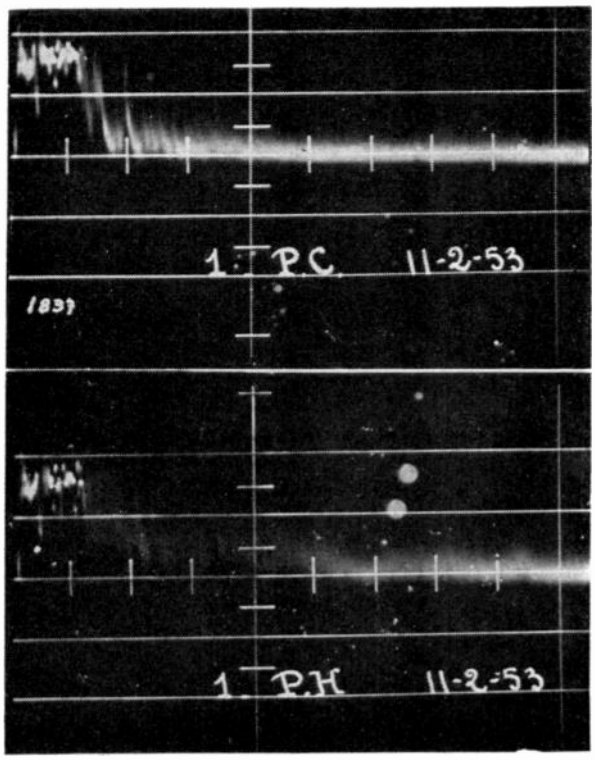


FIG. 5

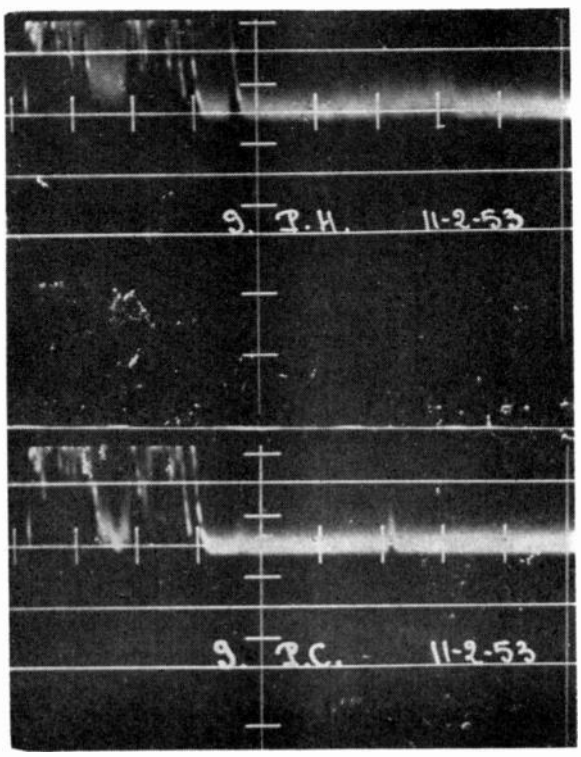


FIG. 6

Ceci est particulièrement mis en évidence sur la fig. 6 prise dans les mêmes conditions où un écho important est nettement visible en PC (Polarisation circulaire), alors qu'il est complètement invisible en PH (Polarisation rectiligne horizontale).

Les figures 7, 8, 9 représentent l'écran de l'indicateur d'un radar P.A.R. d'atterrissage sans visibilité, des grilles quart d'onde étant placées ou non devant les antennes.

Sur chaque figure la partie supérieure correspond à l'exploration site, la partie inférieure au balayage gisement.

Dans le cas de la figure 7, il y a une grille devant

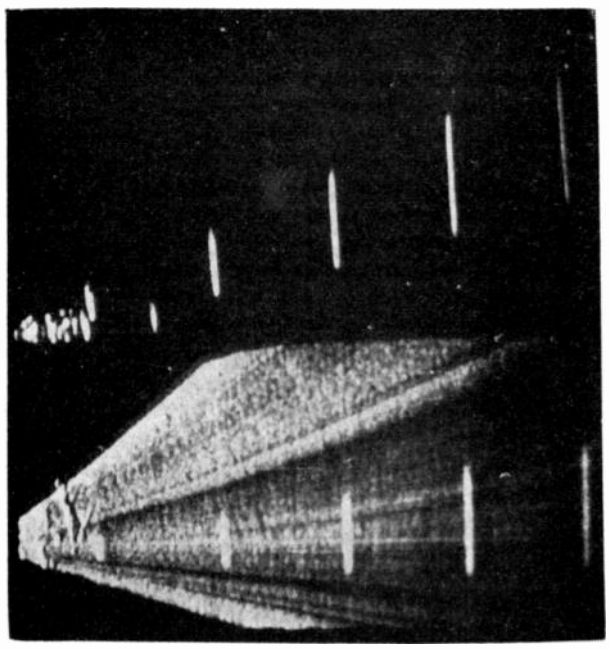


FIG. 7

l'antenne site (émission polarisée circulairement) et pas de grille devant l'antenne gisement (émission polarisée rectiligne).

On constate un brouillage intense en gisement dû à la pluie (1,6 millimètre par heure) alors qu'en site le scope reste très dégagé.

La figure 8 représente deux aspects de l'indicateur à deux minutes d'intervalle, avec ou sans grille en gisement, pour une pluie de 1,6 millimètre par heure.

La figure 9 correspond aux deux antennes munies de grilles, pour une pluie de 1,6 mm par heure.

Toutes ces photographies ont été prises à quelques minutes d'intervalle.

III.1.2. — *Elimination des échos d'obstacles isotropes* :

L'utilisation d'ondes polarisées circulairement élimine non seulement les échos de pluie, mais encore ceux des obstacles isotropes, nous entendons par là les obstacles se comportant identiquement vis-à-vis des ondes polarisées rectilignement et orthogonales.

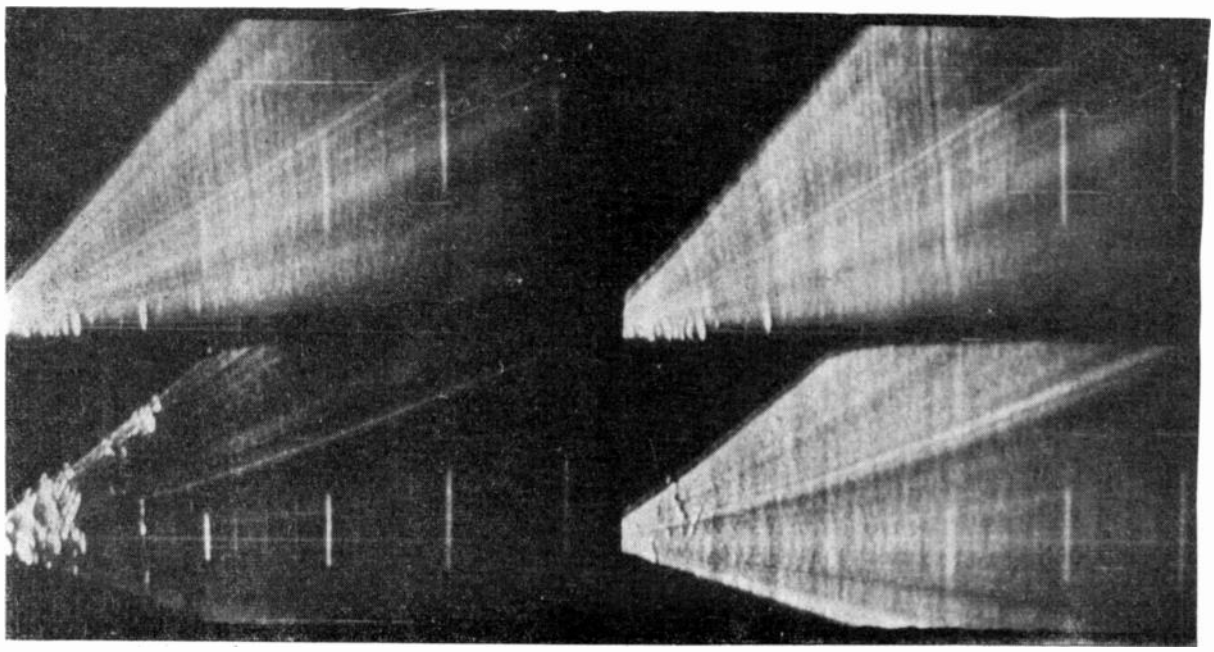


FIG. 8

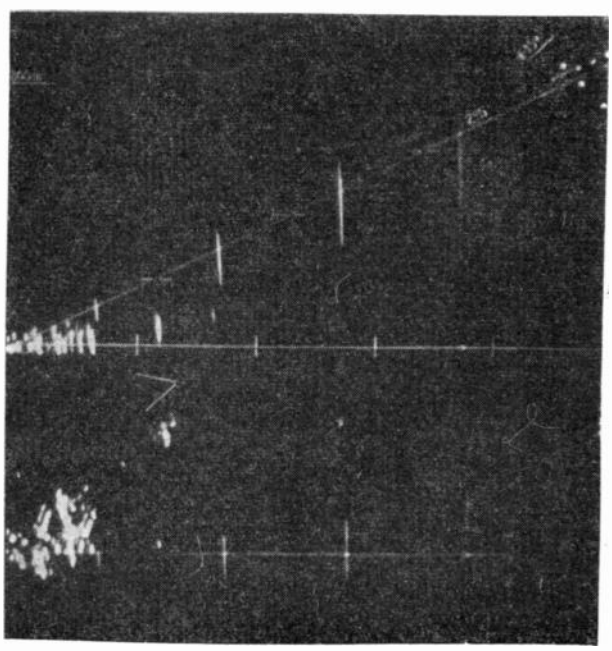


FIG. 9

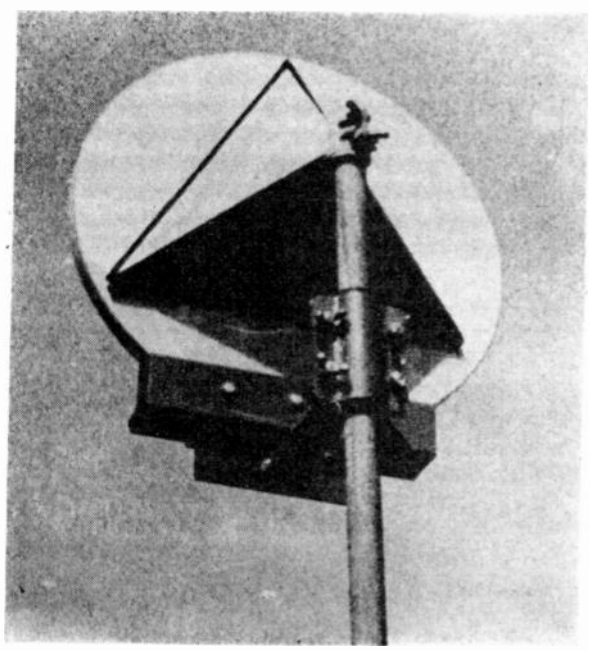


FIG. 10

Les balises radar des terrains d'aviation sont constituées de tétraèdres assimilables à des obstacles isotropes.

L'émission par le radar d'ondes polarisées circulairement atténue considérablement leur écho sur l'écran de l'indicateur.

Ces échos de balisage indispensables retrouvent leur intensité si une autre lame quart d'onde est placée devant chaque balise.

La figure 10 représente une balise équipée de la lame quart d'onde.

La figure 11 représente l'écran radar d'un P.A.R. ; les antennes émettant en P.R. (polarisation rectiligne), on y distingue nettement les échos des balises en particulier celle en bout de ligne de descente idéale. Si les ondes émises sont polarisées circulairement, ces échos sont très atténués (voir figure 12).

L'écho de la balise d'extrémité de ligne de descente retrouve son intensité si on place une grille quart d'onde devant elle (figure 13).

III.4.3. — *Influence de la polarisation sur la puissance des échos reçus* :

D'une façon générale la puissance des échos reçus d'un obstacle donné varie en fonction de la polarisation des ondes émises.

Pour un obstacle donné, on peut montrer qu'il

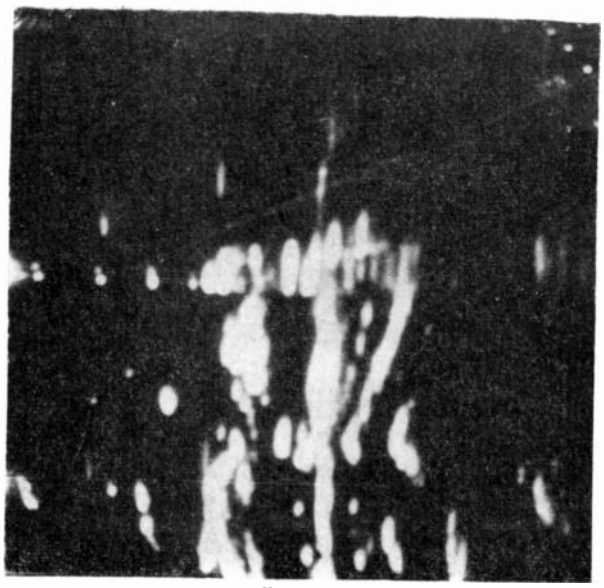


FIG. 11

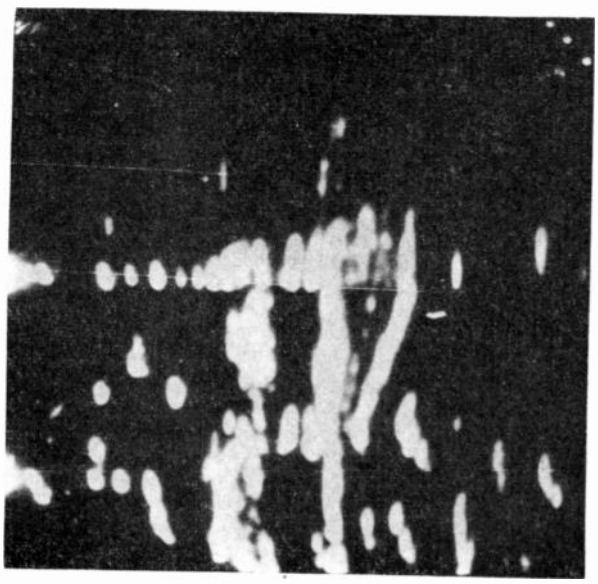


FIG. 12

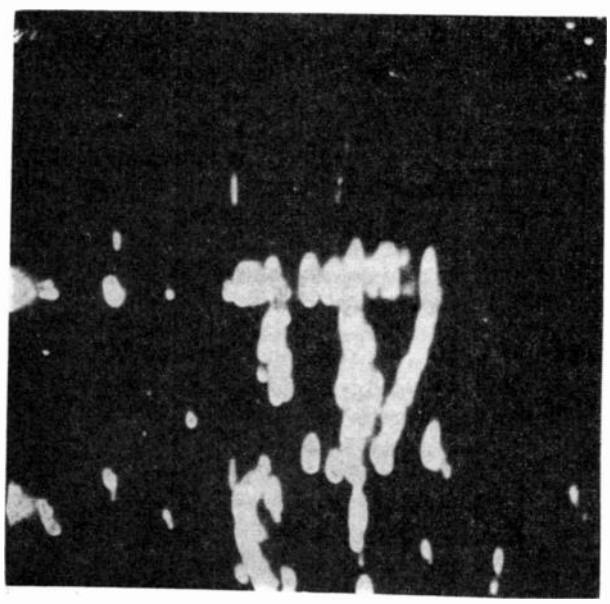


FIG. 13

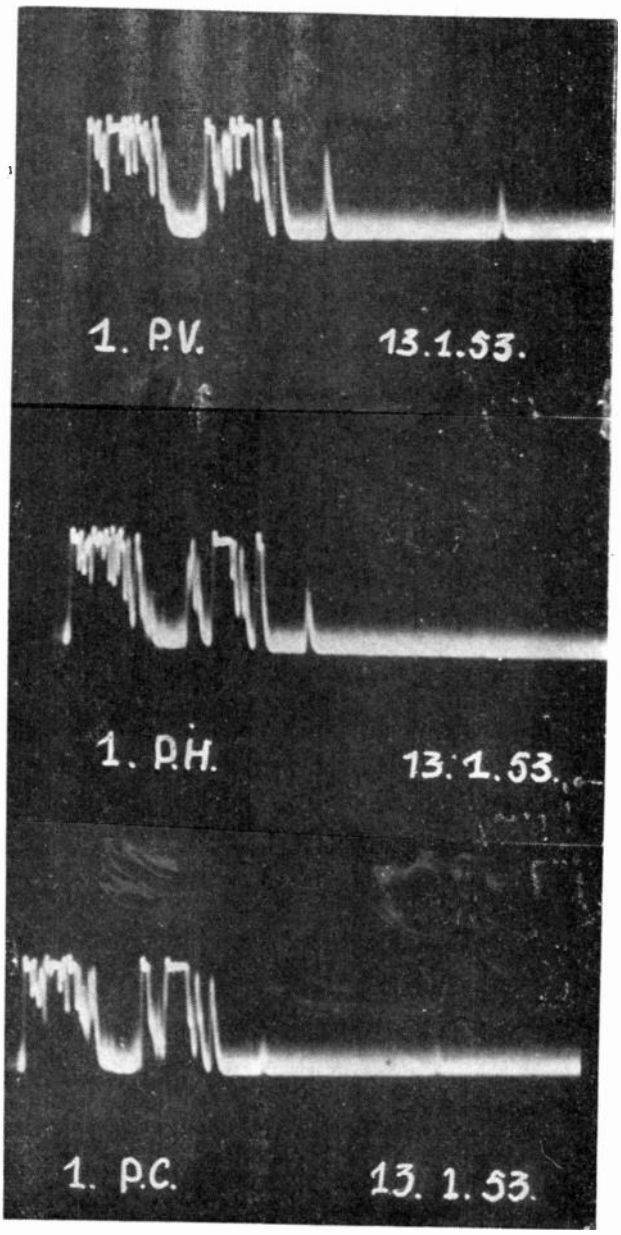


FIG. 14

existe toujours une polarisation qui élimine l'écho de l'obstacle sur l'écran de l'indicateur et une autre polarisation qui donne le maximum d'intensité de cet écho.

Ceci dans le cas des obstacles dont les dimensions sont faibles par rapport à la longueur du train d'onde.

Les figures suivantes montrent l'effet de la polarisation sur la détection d'échos faibles.

L'antenne utilisée était celle présentée figure 4. Sur la figure 14, les deux échos les plus lointains varient considérablement entre une polarisation rectiligne verticale et horizontale.

Le dernier écho de la figure 15 apparaît en polarisation circulaire, mais est invisible en polarisation rectiligne horizontale. Cette variation de l'intensité

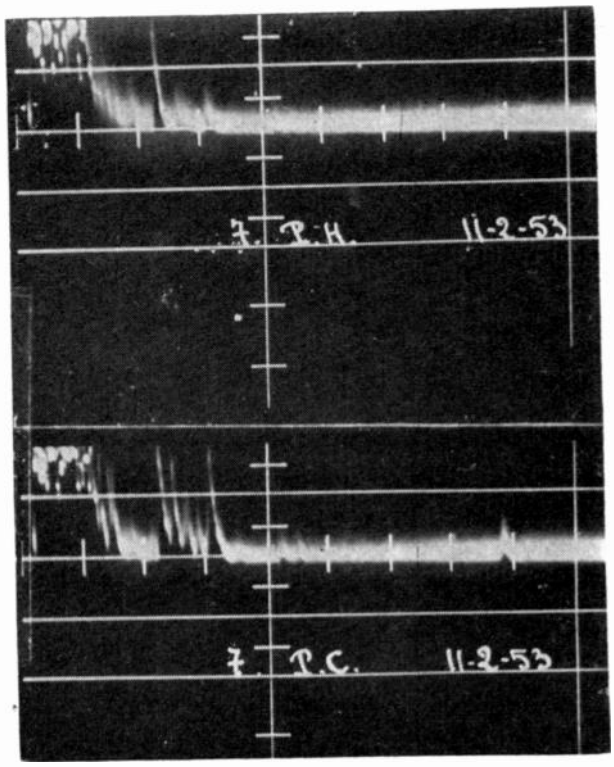


FIG. 15

des échos fonction de la polarisation peut être utilisée à différents usages : nous avons vu une application à l'élimination des échos de pluie dans un cas particulier, elle peut être un moyen d'antibrouillage en évitant la détection de « windows » ; elle peut également atténuer en grande partie l'écho de retour de mer ou « clutter ».

On sait que le « clutter » est beaucoup plus faible en polarisation horizontale qu'en polarisation verticale, ce qui permet une distinction plus grande des échos utiles.

Il est vraisemblable qu'une polarisation elliptique bien choisie élimine complètement le retour de mer ; la recherche de celle-ci est délicate et peu commode avec le dispositif présenté figure 4 où les changements de polarisation sont effectués manuellement.

Un matériel télécommandé et mieux adapté à ces recherches a été construit.

La figure 16 en représente quelques détails.

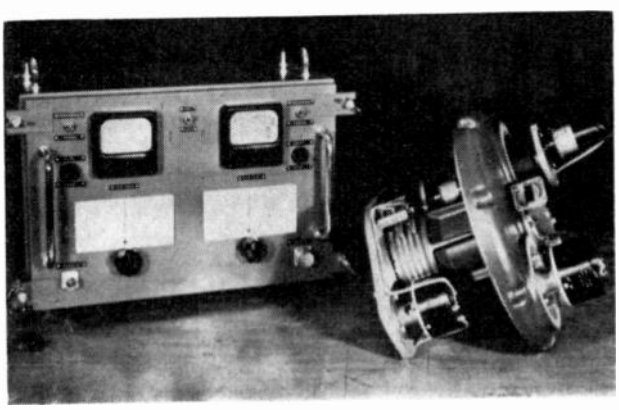


FIG. 16

L'antenne est essentiellement constituée d'un paraboloïde de révolution, excitée par un feeder central composé d'un guide circulaire, d'un petit réflecteur et d'un radome.

La commande de polarisation se fait dans le guide circulaire par un dispositif comprenant une lamelle diélectrique tournante et un joint tournant, soit deux paramètres angulaires déterminant une polarisation elliptique quelconque.

Ce dispositif est situé derrière le réflecteur de l'antenne. La commande à distance des paramètres angulaires est réalisée par une simple télécommande par moteur et potentiomètre de recopie.

La figure 16 représente le dispositif polarisant et son coffret de commande à distance.

Il sera possible avec ce matériel de vérifier les prévisions de la théorie quant au renforcement et à l'élimination des échos.

Dans certains cas, cette élimination peut être un moyen d'identification par les propriétés de symétrie de l'obstacle qui s'en déduisent, ceci peut être d'une grande utilité en météorologie car ce serait un moyen de discriminer les nuages de compositions différentes.

L'élimination de certains faux échos dus à des variations brusques d'indice de l'atmosphère serait aussi réalisable par ces procédés.

IV. — Procédé d'obtention des rayonnements elliptiques :

Les rayonnements elliptiques peuvent être guidés ou non, ils sont dans la plupart des cas obtenus à partir d'un rayonnement à polarisation rectiligne.

Le principe général consiste à décomposer le rayonnement rectiligne en deux composantes rectilignes orthogonales, de déphaser l'une par rapport à l'autre et de les recomposer ensuite.

IV.1. — **Polariseurs en guide** :

Le principe général peut être appliqué de différentes manières, un des procédés les plus simples est d'employer un guide de section circulaire véhiculant le mode TE_{11}.

Une lame diélectrique mince de forme convenable est placée suivant un plan diamétral faisant un angle variable avec le plan de polarisation incidente.

Suivant la valeur de cet angle, toutes les polarisations elliptiques intermédiaires entre la polarisation circulaire et la polarisation rectiligne sont obtenues dans le guide rond.

La lame diélectrique retarde la composante qui lui est parallèle.

Cette lame est parfois remplacée par des susceptances positives, obstacles qui modifient la vitesse de phase de la composante rectiligne qui leur est parallèle.

En dehors de ces procédés simples, toutes les combinaisons de jonctions à plusieurs lignes peuvent être imaginées.

IV.2. — **Polariseurs pour ondes planes non guidées** :

Ceux-ci sont constitués de panneaux perpendiculaires à la direction de propagation.

Ces panneaux épais ont un indice intérieur variant avec l'orientation du champ incident.

Le plus courant est constitué par une grille faite de lamelles métalliques parallèles.

Le champ incident se décompose en un champ perpendiculaire aux lamelles qui traverse le réseau à la vitesse de phase du milieu libre et un champ parallèle aux lamelles, qui traverse le réseau à la vitesse de phase d'une onde TE_{10} dans un guide rectangulaire dont la largeur serait égale à l'espacement des lamelles. La profondeur des lamelles est telle que le déphasage de sortie pour les deux composantes est de $\pi/2$ c'est l'analogue complet d'une lame quart d'onde de l'optique.

Suivant l'amplitude respective des deux composantes la polarisation de l'onde sortante est intermédiaire entre la polarisation rectiligne et la polarisation circulaire. La polarisation circulaire est un cas particulièrement important pour lequel le champ incident rectiligne est à 45° des lamelles.

La figure 17 montre le détail de fabrication d'un tel panneau, les lamelles sont maintenues à écartement constant par des bandes de matériau cellulaire d'indice voisin de l'unité.

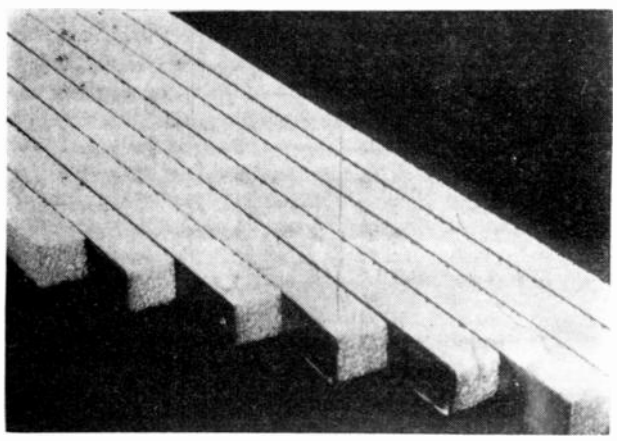


FIG. 17

IV.3. — **Polariseurs et antennes** :

Trois moyens existent pour émettre des rayonnements elliptiques ou circulaires.

Soit, utiliser une grille quart d'onde placée devant la surface de sortie de l'antenne : c'est un procédé assez encombrant sans possibilité simple de modification de polarisation pour les grandes antennes.

Soit utiliser un polariseur dans le guide de l'émetteur primaire et un réflecteur ou une lentille ne modifiant pas la polarisation, c'est un procédé qui est pratique, mais convient seulement pour quelques types de réflecteurs le plus souvent à symétrie de révolution.

Soit utiliser un réflecteur polarisant ; celui-ci est constitué d'une grille polarisante placée sur un réflecteur. Le chemin entre les lamelles étant le double de leur profondeur, cette dernière est moitié de celle du polariseur en transmission.

L'avantage de ce procédé est de pouvoir constituer des surfaces courbes polarisantes jouant également le rôle de réflecteurs ordinaires.

L'inconvénient de ce procédé est la difficulté de réalisation et la nécessité d'avoir de faibles angles d'incidence.

En dehors de ces trois dispositifs qui permettent d'obtenir un rayonnement elliptique d'une antenne qui aurait sans eux rayonné des ondes à polarisation rectiligne, il existe une antenne rayonnant naturellement, si on peut dire, des ondes à polarisation elliptique, c'est l'antenne en hélice qui peut être considérée comme la juxtaposition de deux antennes rayonnant des polarisations croisées, en quadrature : boucle et dipôle.

La polarisation des ondes émises est le plus souvent circulaire.

V. - Quelques données théoriques sur les ondes polarisées elliptiquement.

Nous indiquons ici les idées et les résultats de calculs donnés en annexe.

La polarisation elliptique étant une généralisation de la polarisation rectiligne, on peut essayer de généraliser les résultats connus en polarisation rectiligne sur les jonctions de guides d'onde, sur les liaisons entre aérien, sur la détection radar, etc...

Cette généralisation se fait aisément si on fait la distinction entre un champ elliptique E et ses composantes dans des bases différentes. Les deux décompositions les plus utiles d'un champ elliptique sont :

— deux champs orthogonaux polarisés rectilignement

— deux champs polarisés circulairement tournant en sens inverse.

La décomposition en deux champs polarisés rectilignement permet d'appliquer tous les théorèmes connus à chacune des composantes.

Mais il est plus synthétique de raisonner directement sur le champ E sans le décomposer.

La notion de coefficient de réflexion se transformera en un opérateur agissant sur E de même pour le coefficient de transmission.

On pourra de même effectuer des produits scalaires entre les champs sans parler de leurs composantes.

Suivant la base de décomposition adoptée les

opérateurs seront représentés par des matrices, les champs par des colonnes.

V.1. — **Jonctions de guides d'ondes polarisées elliptiquement.**

On sait que dans le cas de jonctions de n guides ordinaires une matrice carrée M de rang n relie la colonne des ondes émergentes à la colonne des ondes entrantes ; M est la matrice de diffraction, la « scattering matrix » de la littérature anglo-saxonne.

Cette matrice est symétrique d'après le théorème de réciprocité.

Dans le cas général d'ondes polarisées elliptiquement, pour n guides, M est de rang $2n$ et symétrique aussi bien dans le cas de la décomposition en polarisation rectiligne que dans le cas de la décomposition en polarisation circulaire.

Les coefficients de transmission entre deux lignes de la jonction, i, j, sont deux opérateurs A_{ij} et A_{ji} tels que dans les deux décompositions ils sont représentés par des matrices symétriques l'une de l'autre :

$$M_{ij} = \text{symétrique de } M_{ji}$$

$$\mu_{ij} = \text{symétrique de } \mu_{ji}$$

Si K guides de la jonction ne peuvent transmettre qu'une onde polarisée rectiligne, on peut dans les calculs prendre les amplitudes complexes des composantes rotatoires pour les champs à polarisation elliptique et garder l'amplitude complexe de la composante rectiligne des champs à polarisation rectiligne pourvu d'affecter l'amplitude des ondes rectilignes sortantes d'un facteur $1/2$. La matrice μ reliant les amplitudes sortantes aux amplitudes entrantes est symétrique de rang $2n - k$.

Ces résultats sur les jonctions peuvent être immédiatement utilisés aux problèmes d'antennes rayonnant des ondes polarisées elliptiquement et aux systèmes polariseurs, par exemple les matrices T et T' de transmission d'un panneau pour une onde plane dans un sens et dans l'autre sont telles que :

T' = symétrique de T, dans les deux systèmes de décomposition.

Le facteur dû à la polarisation dans le calcul de la transmission entre deux aériens polarisés elliptiquement est bien connu, on peut l'établir à partir des théorèmes sur les jonctions, nous l'avons fait en annexe.

V.2. — **Polarisation et détection radar** :

Le cas de l'effet de la polarisation sur la détection radar est moins connu.

On est amené pour un obstacle fixe et de dimensions faibles par rapport à la longueur d'un train d'ondes à la caractériser non seulement par une surface de diffusion σ mais aussi par un opérateur unitaire A qui transforme le champ elliptique incident E en un champ réfléchi AE ; le champ E est ici unitaire.

Dans la base des composantes rotatoires, A s'exprime par une matrice M, E par une colonne X.

La puissance reçue est égale à celle obtenue par l'équation classique dite « du radar » multipliée par un facteur $\eta\eta^*$ tel que η = produit scalaire de AE conjugué et de E, pour chaque obstacle caractérisé par un opérateur A, le facteur $\eta\eta^*$ peut prendre toutes les valeurs de 0 à 1 suivant la polarisation adoptée à égalité de puissance d'émission, ceci explique l'élimination comme le renforcement des échos, ceux de la pluie éliminés par une polarisation circulaire étant un cas particulier.

V.3. — **Application des résultats sur les jonctions** :

Le cas important de l'effet d'une désadaptation de la ligne de sortie d'une jonction transformant une onde polarisée rectiligne en une onde polarisée elliptique est traité en annexe. Ce calcul justifie l'existence de l'absorbeur de polarisation croisée qui a été décrit au début de cet article et est une application du procédé de calcul indiqué.

Conclusions :

Toutes les applications des propriétés des ondes polarisées elliptiques à la technique des hyperfréquences n'ont pas été envisagées ici. Ceci serait sorti du cadre de cet exposé où nous avons voulu seulement décrire les expériences et les résultats obtenus à la C.F.T.H.

Nous terminerons en remerciant Monsieur Roubine des conseils qu'il a bien voulu nous donner pour présentation des calculs théoriques et la C.F.T.H. pour les facilités données lors de la préparation de la conférence.

ANNEXE I

Diverses représentations d'un rayonnement polarisé elliptiquement

Une onde plane polarisée elliptiquement se propageant dans un milieu isotrope est caractérisée par la fréquence f, la longueur d'onde λ, la direction de propagation $\vec{c}$, l'ellipse, lieu de l'extrémité du champ électrique dans un plan orthogonal à c.

Cette onde peut être considérée comme résultante de deux ondes planes à polarisations rectilignes orthogonales.

Soit $Ox\ Oy$ dans le plan π, parallèles à ces deux polarisations Oz l'axe de propagation parallèle à c.

L'onde plane suivant $Ox\ Oy$ est de forme :

$$E_x = a\cos.(\omega t + \varphi_1)$$

$$E_y = b\cos.(\omega t + \varphi_2) \qquad (1)$$

dans un plan π^1 distant de z de π

$$Ex = a \,.\, \cos.\,(\omega t + \varphi_1 \pm k z)$$

$$Ey = b \,.\, \cos.\,(\omega t + \varphi_2 \pm kz)$$

avec $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$

soit :

$$E(\pi', t) = E\left(\pi, t \pm \frac{z}{c}\right)$$

la connaissance du champ dans un plan π quelconque suffit pour caractériser le rayonnement.

(1) peut s'écrire :

$$Ex = p \,.\, r \,.\, ae^{j(\omega t + \overline{\varphi}_1)}$$

$$Ey = p \,.\, r \,.\, be^{j(\omega t + \overline{\varphi}_2)}$$

soit :

$$Ex = ae^{j \,.\, \overline{\varphi}_1}$$

$$Ey = be^{j \,.\, \overline{\varphi}_2}$$

en notation imaginaire L'ellipticité et l'angle de grand axe sont parfaitement déterminés si on connaît le rapport :

$$P = \frac{b}{a}\, e^{j(\overline{\varphi}_2 - \overline{\varphi}_1)}$$

appelé rapport de polarisation.

On peut représenter également l'ellipse par composition de deux vecteurs tournants de module et de phase différents.

En effet :

$$Ex = a \,.\, \cos.\,(\omega t + \varphi_1) = \frac{a}{2}\left[e^{j(\omega t + \overline{\varphi}_1)} + e^{-j(\omega t + \overline{\varphi}_1)}\right]$$

$$Ey = b \,.\, \cos.\,(\omega t + \varphi_2) = \frac{b}{2}\left[e^{j(\omega t + \overline{\varphi}_2)} + e^{-j(\omega t + \overline{\varphi}_2)}\right]$$

$e^{j\omega t}$ représente un vecteur unitaire tournant direct à vitesse ω ;

$e^{-j\omega t}$ un vecteur unitaire tournant inverse à vitesse ω symbolisons le premier par D, le second par I.

REMARQUE :

$De^{j\overline{\varphi}}$ ou $Ie^{j\overline{\varphi}}$ représente un vecteur tournant en avance de φ dans le sens de sa *rotation propre*.

Si $\varphi > 0$ on a donc (fig. 18) :

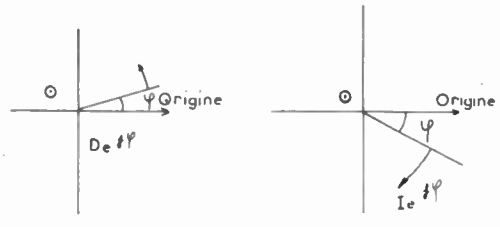


FIG. 18

avec cette remarque l'écriture précédente devient :

$$Ex = \frac{a}{2}\left[De^{j\overline{\varphi}_1} + Ie^{j\overline{\varphi}_1}\right]$$

$$Ey = \frac{b}{2}\left[De^{j\left(\overline{\varphi}_2 + \frac{\overline{\pi}}{2}\right)} + Ie^{j\left(\overline{\varphi}_2 - \frac{\overline{\pi}}{2}\right)}\right]$$

l'introduction de $\dfrac{\pi}{2}$ provient de l'orthogonalité de Ox et Oy le champ résultant total est donc de forme :

$$(2)\quad D\left[\frac{a}{2}e^{j\overline{\varphi}_1} + j\frac{b}{2}e^{j\overline{\varphi}_2}\right] + I\left[\frac{a}{2}e^{j\overline{\varphi}_1} - j\frac{b}{2}e^{j\overline{\varphi}_2}\right] = Du + Iv$$

u et v représentent les composantes du champ elliptique avec les vecteurs de base D et I tournants.

Cette représentation est extrêmement féconde, en effet si on appelle q le rapport $\dfrac{v}{u}$ on constate que :

$$q = \frac{1 - jP}{1 + jP}$$

cette transformation est analogue à celle reliant le coefficient de réflexion du champ magnétique à l'impédance dans une ligne :

$$\rho = \frac{1 - z}{1 + z}$$

RUMSEY a développé toutes les conséquences d'une pareille représentation.

En particulier, l'abaque de Smith permet de passer immédiatement de P à q et réciproquement.

L'abaque de Smith, plan complexe de représentation de q doit être étendu à tout le plan ; à l'intérieur du cercle de module 1 l'ellipse est directe, à l'extérieur elle est indirecte.

L'ellipticité ou rapport des axes de l'ellipse est immédiatement donnée par :

$$\frac{1 - |q|}{1 + |q|}$$

$|q|$ étant le module de q

l'angle du grand axe de l'ellipse avec l'axe des x est donné par le demi argument de q etc...

D'autres représentations des rayonnements elliptiques ont été faites en utilisant la sphère de Poincaré, les vecteurs complexes, etc... nous renvoyons à une série d'articles du PIRE de Mai 1951.

Les représentations les plus intéressantes d'un rayonnement elliptique sont :

— soit deux polarisations rectilignes orthogonales,

— deux polarisations circulaires contrarotatives.

Ces deux représentations peuvent être assimilées aux composantes d'un même vecteur exprimées dans deux systèmes de base différents.

ANNEXE II

CARACTÉRISTIQUES DE RAYONNEMENT D'UNE ANTENNE A POLARISATION ELLIPTIQUE

Diagramme :

Nous ne considérons que le rayonnement à l'infini.

A chaque direction $\vec{\delta}$ de l'espace correspond une ellipse de rayonnement, c'est-à-dire deux rayonnements rectilignes ou deux rayonnements circulaires.

Le diagramme global de l'aérien en module et en phase est simplement la composition des diagrammes élémentaires des rayonnements circulaires ou rectilignes.

Sa connaissance revient à connaître :

$$\times\,(\vec{\delta}) = \left| \begin{matrix} u\,(\vec{\delta}) \\ v\,(\vec{\delta}) \end{matrix} \right|$$

Il est plus aisé pour les calculs de transmission entre aériens, de con-

naître le diagramme des polarisations circulaires que celui des polarisations rectilignes.

Gain d'un aérien à polarisation elliptique à l'émission.

Le gain est défini, dans une direction donnée comme le rapport entre la puissance rayonnée dans cette direction et la puissance rayonnée par un aérien isotrope alimenté par la même source, cette définition est identique à celle du gain d'une antenne rectiligne.

On peut définir des gains partiels correspondant à chaque composante rectiligne ou circulaire.

C'est le rapport de la puissance rayonnée dans la direction $\vec{\delta}$ afférente à la composante envisagée à la puissance rayonnée par un rayonnateur isotrope excité par la même source.

La somme des gains partiels des composantes rectilignes ou circulaires est évidemment le gain total défini précédemment.

Gain d'un aérien à polarisation elliptique à la réception.

Il est identique à celui d'émission pourvu que les caractéristiques de polarisation du champ reçu de la direction $\vec{\delta}$ définies par l'échelle des composantes dans la base des polarisations circulaires, soit le conjugué de l'échelle des composantes du rayonnement elliptique émis par l'antenne, définie dans la même base.

Ceci revient à dire que dans la direction $\vec{\delta}$ l'ellipse du champ reçu doit être homothétique de celle du champ émis et de même sens par rapport aux vecteurs de propagation respectifs.

Caractéristique de polarisation dans une direction donnée.

Dans la direction δ l'ellipse de polarisation se conserve quelle que soit la distance à l'aérien si cette distance est grande par rapport aux dimensions de celui-ci, à une homothétie près et à une phase près bien entendu. On peut donc à chaque direction associer un champ E, elliptique sans dimension et unitaire, c'est-à-dire de carré scalaire égal à 1.

ANNEXE III

Jonctions de n guides d'ondes polarisées elliptiques.

Dans le cas de guides à polarisation rectiligne, une relation fondamentale :

(1) $$b = M\,a$$

relie la colonne des ondes émergentes : $b = \begin{vmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_i \\ \cdots \\ b_n \end{vmatrix}$

(telle que $1/2\ b_i\ b_i^*$ égale la puissance sortante de la ligne i) à la colonne des ondes entrantes.

$$a = \begin{vmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \cdots \\ a_n \end{vmatrix}$$

telle que $1/2\ a_i\ a_i^*$ égale la puissance entrante dans la ligne i, M est une matrice.

Si quelques lignes d'une jonction sont à polarisation elliptique, par exemple, un guide rond où se propagent deux modes TE_{11} orthogonaux, etc... chacune de ces lignes peut être décomposée en deux lignes à polarisation rectiligne, ce qui ramène au problème précédent.

Mais d'une façon générale à chaque ligne polarisée rectilignement on peut adjoindre une ligne fictive à polarisation rectiligne orthogonale.

Pour une jonction quelconque à n lignes, on aurait ainsi une colonne (b) de $2n$ termes et une colonne (a) de $2n$ termes dont quelques uns peuvent être nuls.

Chaque ligne sera représentée par une onde émergente

$$\begin{vmatrix} b_i \\ b'_i \end{vmatrix}$$

et par une onde entrante : $\begin{vmatrix} a_i \\ a'_i \end{vmatrix}$

la relation (1) $b = Ma$ peut alors être considérée comme l'écriture dans une base $\mathcal{T}$ d'une relation vectorielle :

(2) $$B_i = \sum_{j=1}^{j=n} F_{ij}\, A_j$$

B_i étant un vecteur représenté dans la base $\mathcal{T}$ par la colonne $\begin{vmatrix} b_i \\ b'_i \end{vmatrix}$

A_i étant un vecteur représenté dans la base $\mathcal{T}$ par la colonne $\begin{vmatrix} a_i \\ a'_i \end{vmatrix}$

F_{ij} étant un opérateur linéaire.

La base $\mathcal{T}$ est formée de deux vecteurs oscillants $[VV']$ orthogonaux d'amplitude 1 telle que :

(3) moyenne dans le temps de $\bar{\mathcal{T}}\,\mathcal{T} = \frac{1}{2}$

l'écriture $\bar{\mathcal{T}}$ représente la transposée de la base $\mathcal{T}$; $\bar{\mathcal{T}}\mathcal{T}$ représente une matrice de Gramm, elle est composée ici sur sa diagonale principale des produits scalaires des vecteurs de base oscillant dont les moyennes dans le temps sont égales à 1/2.

Chaque Fij est représenté dans la base $\mathcal{T}$ par une matrice M_{ij} telle que :

(4) $$Mij = \overline{Mji}^{\,*} \quad \text{(théorème de réciprocité)}$$

ce qui signifie simplement que la matrice M_{ij} est égale à la symétrique de Mji.

Considérons une autre base formée de deux vecteurs de longueur unité tournant dans le sens direct et dans le sens inverse par rapport à la direction de propagation, à la vitesse ω (pulsation). On définira ainsi, pour les ondes entrantes une base :

$$S_I = [D_I \ .\ I_I]$$

telle que :

(5) $$\mathcal{T} = S_1 K_1 \text{ avec } K_1 = \frac{1}{2}\begin{vmatrix} 1-j \\ 1+j \end{vmatrix}$$ (6) voir figure 19

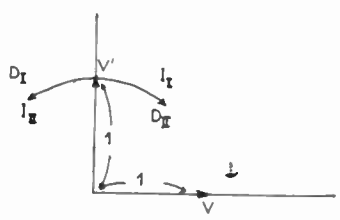


FIG. 19

pour les ondes sortantes une base : $S_{II} = [D_{II}\ I_{II}]$

elle que :

(7) $$\mathcal{T} = S_{II}\, K_{II}$$

avec :

(8) $$K_{II} = \frac{1}{2}\begin{vmatrix} 1+j \\ 1-j \end{vmatrix}$$

S_I et S_{II} sont reliées par : $S_{II} = S_I\, Q$

avec $Q = \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{vmatrix}$ d'autre part :

(10) moyenne dans le temps de $\overline{S_I}\ S_I = 1$

moyenne dans le temps de $\overline{S_{II}}\ S_{II} = 1$.

Les matrices Mij se transforment dans le nouveau système en matrices μij telles que :

$$\mu_{ij} = Q^{-1} \cdot K_I \cdot M_{ij} \cdot K_I^{-1} \tag{11}$$

il est facile de voir que la propriété :

$$M_{ij} = \overline{M_{ji}}^{\bullet}$$

se conserve et que :

$$\mu_{ij} = \overline{\mu_{ji}}^{\bullet} \tag{12}$$

Donc dans chaque ligne, l'onde entrante se décompose en deux composantes directes et inverses $\begin{vmatrix} \alpha_i \\ \alpha'_i \end{vmatrix}$ et l'onde sortante en deux composantes directe et indirecte $\begin{vmatrix} \beta_i \\ \beta'_i \end{vmatrix}$ le théorème de réciprocité s'applique entre ces différentes composantes.

On peut considérer une seule base commune S au lieu de S_I et S_{II} si on prend soin de préciser à chaque fois le sens de propagation.

Soit S cette base commune.

Dans cette base μ_{ij} est la représentation d'un certain affineur G_{ij} ; l'égalité $\mu_{ij} = \overline{\mu_{ji}}^{\bullet}$ exprimant le théorème de réciprocité et la symétrie de μ_{ij} entraine (13) :

$$G_{ij} = \overline{G_{ji}}^{\bullet}$$

Si k lignes de la jonction sont à polarisation rectiligne, pour chaque ligne, la polarisation rectiligne peut être assimilée à un sous espace vectoriel caractérisé par un projecteur π dont l'expression dans la base S est une matrice :

$$\frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{vmatrix}$$

Soit i une de ces lignes, on a à ce moment :

$$\begin{matrix} \alpha_i = \alpha'_i \\ \beta_i = \beta'_i \end{matrix} \text{ avec } \begin{matrix} \alpha_i + \alpha'_i = a_i \\ \beta_i + \beta'_i = b_j \end{matrix} \tag{14}$$

où a_i et b_i sont les amplitudes complexes linéaires en polarisation rectiligne.

Dans les équations α_i et α'_i se remplacent par : $\frac{a_i}{2}$; β_i et β'_i par $\frac{b_i}{2}$.

Les deux équations fournissant β_i et β'_i sont identiques.

Les termes en α_i et α'_i sont identiques et peuvent être groupés :

$$m\alpha_i + m\alpha'_i = m\, a_i$$

Si parmi les n lignes, k sont à polarisation rectiligne le nombre d'équations est de $2n - k$, chaque équation étant la somme de $2n - k$ termes.

La matrice formée par les coefficients est une matrice carrée symétrique.

En résumé :

Dans le cas de jonctions de lignes à polarisation elliptique, il est commode de décomposer le champ elliptique en composantes rotatoires directes et inverses, de garder l'amplitude complexe rectiligne du champ des lignes à polarisation rectiligne.

Les composantes sortantes sont reliées aux composantes entrantes par une matrice symétrique (théorème de réciprocité) si on prend soin d'affecter les amplitudes rectilignes des ondes sortantes d'un facteur 1/2.

ANNEXE IV

Influence de la polarisation sur les liaisons balises et radar

Liaison balise :

La relation fournissant le champ ou la puissance reçue par un aérien polarisé elliptiquement recevant un rayonnement elliptique est bien connue, nous retrouvons ici cette raltion à partir de l'annexe III.

Soit deux aériens A_1 et A_2 couplés chacun à une ligne à polarisation rectiligne L_1 et L_2 ; ces deux aériens peuvent émettre une polarisation elliptique.

Soit π un plan de référence entre A_1 et A_2 perpendiculaire à la direction $A_1 A_2$.

Dans ce plan, l'onde rayonnée par A_1 est caractérisée par un champ unitaire E_1 polarisé elliptiquement.

L'onde rayonnée par A_2 est de même caractérisée par E_2 unitaire, on peut considérer le plan π comme une section de ligne L, et écrire l'équation des jonctions de lignes entre la ligne L_1 à polarisation rectiligne et la ligne L_2 à polarisation elliptique.

Soit a_1 et b_1 les amplitudes complexes linéaires des ondes incidente et émergente en L_1.

Soit : $\begin{vmatrix} \beta_3 \\ \beta'_3 \end{vmatrix}$ et $\begin{vmatrix} \alpha_3 \\ \alpha'_3 \end{vmatrix}$ les composantes rotatoires des ondes émergente et incidente, en L_3, ces composantes sont liées par :

$$\begin{aligned} \frac{b_1}{2} &= m a_1 + n\alpha_3 + l\alpha'_3 \\ \beta_3 &= n a_1 + o\alpha_3 + o\alpha'_3 \\ \beta_3 &= l a_1 + o\alpha_3 + o\alpha'_3 \end{aligned} \tag{1}$$

Dans cette écriture l'interaction entre les deux composantes rotatoires de L_3 est supposée nulle (espace libre) et d'après (1).

$$\frac{b_1}{2} = m a_1 + \left[\beta_3\, \alpha_3 + \beta'_3\, \alpha'_3\right] \frac{1}{a_1} \tag{2}$$

Le terme m n'est dû qu'à une désadaptation de L_1 qu'on peut négliger :

$\begin{vmatrix} \beta_3 \\ \beta'_3 \end{vmatrix}$ sont à un facteur près les composantes rotatoires de E_1

$\begin{vmatrix} \alpha_3 \\ \alpha'_3 \end{vmatrix}$ sont à un facteur près les composantes rotatoires de E_2

Donc, si K est un facteur :

$$\frac{b_1}{2} = K \text{ produit scalaire } E_1^{\bullet} E_2 = K\, \overline{E_1}^{\bullet} E_2$$

le terme $\overline{E_1}^{\bullet} E_2$ est le facteur de polarisation η_i

η_i peut prendre toutes les valeurs complexes à l'intérieur du domaine fermé, défini par le cercle de rayon unité, centré à l'origine.

La formule classique de la transmission entre deux aériens polarisés elliptiquement se complète donc en :

$$P_r = P_0\, \frac{G_1 G_2 \lambda^2}{16\, \pi^2 R^2}\, \eta\eta^{\bullet} \tag{3}$$

P_r est la puissance reçue P_0 la puissance émise, $G_1\, G_2$ les gains des deux aériens, λ la longueur d'onde, R la distance les séparant, η est le produit scalaire des vecteurs unitaires, polarisés elliptiquement caractérisant chacun la polarisation des aériens.

Liaison radar :

Si l'obstacle diffusant est petit devant la longueur des trains d'ondes, les ondes diffusées dans la direction du radar sont elliptiques.

Si E, unitaire représente le champ elliptique incident, AE unitaire représente le champ elliptique réfléchi A étant un opérateur.

D'après les écritures précédentes, la puissance reçue par le radar est donc affectée d'un facteur $\eta\eta_i^*$ tel que :

$$\eta_i = \overline{(AE)}^* E \tag{4}$$

le module de ce facteur $\eta\eta_i^*$ est au maximum égal à 1.

La puissance reçue est donc :

$$P_r = \frac{P_0 G^2 \lambda^2}{(4\pi)^3 R^4} \sigma \eta\eta^* \tag{5}$$

σ est la surface apparente de diffusion.

Dans la base S des polarisations circulaires directe et inverse :

E s'exprime par une colonne X

AE s'exprime par une colonne Y

A s'exprime par une matrice M

$$\text{Donc :} \quad \eta = \overline{(AE)}^* E = \overline{(MX)}^* X \tag{6}$$

puisque :

$$\bar{S}\, S = 1$$

M est caractéristique des propriétés de symétrie de l'obstacle.

A titre indicatif :

— Pour un obstacle isotrope : $M = \begin{vmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{vmatrix}$

— Pour un obstacle filiforme $M = -\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{vmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{vmatrix}$

si l'origine est parallèle aux fils.

— Pour un obstacle formé d'une grille quart d'onde devant un obstacle isotrope :

$$M = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$$

si l'origine est parallèle à l'axe rapide de la grille.

Il est facile de vérifier que $\overline{(MX)}^* X = 0$ est résoluble en X quel que soit M il y a donc une polarisation privilégiée des ondes émises, qui annule la puissance de l'écho reçu de même $(\overline{MX})^* X = 1$ est résoluble en X quel que soit M ; il y a donc pour chaque obstacle une polarisation privilégiée qui assure le maximum de puissance de l'écho reçu.

L'annulation de l'écho peut être un procédé d'élimination d'échos gênants ou d'identification d'obstacle.

Par ailleurs, l'amélioration du signal reçu d'un obstacle est d'un intérêt évident.

ANNEXE V

Influence de la désadaptation de la ligne de sortie d'un générateur d'ondes polarisées elliptiques

Considérons une antenne à polarisation circulaire constituée d'un guide rectangulaire, d'un guide circulaire, d'une lame quart d'onde, d'un cornet conique.

Supposons la lame quart d'onde parfaite.

Si le cornet est désadapté l'onde à polarisation circulaire D sera réfléchie et transformée en une onde inverse I. En repassant dans le polariseur elle donne une polarisation rectiligne orthogonale à celle d'émission qui, si elle est réfléchie par la jonction fournit après passage dans la lame quart d'onde une polarisation circulaire inverse se composant avec D pour fournir une polarisation elliptique.

Il est facile de voir que dans ce cas, l'ellipticité de l'onde rayonnée est égale au taux d'ondes stationnaires du cornet.

Dans le cas général le problème se traite simplement avec les notations déjà utilisées, en se référant à la figure 20.

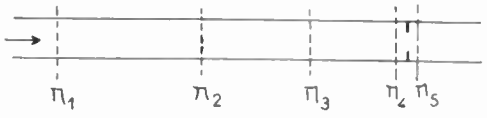


FIG. 20

Soit : π_1 transition guide monomode guide bimode

π_2 — π_3 section de déphasage

π_4 π_5 plan de référence de désadaptation.

Le déphaseur est supposé parfaitement adapté.

Soit :

A Les champs vers la charge

B Les champs vers le générateur

T L'affineur de transformation de π_2 en π_3

R_1 L'affineur de réflexion en π_1

R_4 L'affineur de réflexion en π_4

φ Le déphasage entre π_1 et π_2

ψ Le déphasage entre π_3 et π_4

Θ L'affineur de transformation de π_4 en π_5.

$$(1)\quad \begin{aligned} A_1 &= A_0 + R_1 B_1 \\ A_2 &= A_1 e^{-j\varphi} \\ R_1 &= B_2 e^{-j\varphi} \\ A_3 &= T A_2 \\ B_2 &= \overline{T}^* B_3 \\ A_4 &= A_3 e^{-j\psi} \\ B_3 &= B_4 e^{-j\psi} \\ A_5 &= \Theta A_4 \\ B_4 &= R_4 A_4 \end{aligned}$$

ces équations découlent directement du schéma de la figure 20.

On a donc en posant : $\varphi + \psi = \Phi$

Soit :

$$A_4 = e^{-j\Phi} T [A_0 + e^{-j\Phi} . R_1 \overline{T}^* R_4 A_4]$$

$$A_4 = [1 - e^{-2j\Phi} T R_1 \overline{T}^* R_4]^{-1} e^{-j\Phi} T A_0$$

1° Si $R_4 = 0$, $A_4 = e^{-j\Phi} T A_0$ c'est la transformation souhaitée opérée par le déphaseur.

2° Si $R_4 \neq 0$, mais $R_1 = 0$, $A_4 = e^{-j\Phi} T A_0$ on se ramène au cas précédent.

3° Si $R_4 \neq 0$, $R_1 \neq 0$ un terme correctif s'introduit qui modifie la transformation T souhaitée.

Si $T A_0$ par exemple représente une polarisation circulaire, le terme correctif la rend elliptique.

En réalité R_4 est toujours différent de zéro, l'effet est d'autant plus faible que R_1 est petit, c'est la justification de l'absorbeur de polarisation croisée dont on a parlé dans la première partie.

Si cet absorbeur n'existe pas, il est facile de voir que :

$R_1 = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{vmatrix}$ dans la base des vecteurs tournants.

Supposons : $R_4 = \rho\, e^{j\theta} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$

Supposons :

$$T = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{vmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{vmatrix} e^{-j\frac{\pi}{4}}$$

ce qui correspond à une lame quart d'onde si l'origine est à 45° de l'axe rapide.

A ce moment :

$$(3) \qquad 1 - e^{-2j\Phi}\, TR_1 \overline{T^*} R_4 = M = \begin{vmatrix} 1 & -\rho e^{j(0-2\Phi)} \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$$

$$M-1 = \begin{vmatrix} 1 & \rho e^{j(0-2\Phi)} \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$$

En supposant :

$$TA_0 = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{vmatrix} 0 \\ 1 \end{vmatrix}$$

$$(4) \qquad A_4 = \frac{\sqrt{2}}{2} e^{-j\Phi} \begin{vmatrix} \rho e^{j(0-2\Phi)} \\ 1 \end{vmatrix}$$

l'ellipticité d'un tel champ est $\frac{1-\rho}{1+\rho}$ elle est égale au taux d'ondes stationnaires de la charge.

L'angle du grand axe est égal à : $0 - 2\Phi$

Φ peut être très grand donc varier très vite en fréquence.

ρ n'est jamais nul.

La polarisation émise est alors erronée et instable.

ANNEXE VI

BALISE POUR RADAR A POLARISATION CIRCULAIRE :

C'est le cas des balises P.A.R. constituées d'une lame quart d'onde devant un obstacle isotrope.

Soit : T la matrice de la grille,

R la matrice de l'obstacle isotrope.

La matrice totale est évidemment : $\overline{T^*}\, RT = M$ agissant sur le champ incident.

On vérifie que si :

$$T = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{vmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{vmatrix} e^{-j\frac{\pi}{4}} \quad \text{(origine parallèle à l'axe rapide)}$$

$$\overline{T^*} = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{vmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{vmatrix} e^{-j\frac{\pi}{4}} \quad \text{puisque ici } T \text{ est symétrique}$$

$$R = \begin{vmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{vmatrix}$$

On a alors : $M = -1 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$ soit 1 à un facteur de phase près.

Un champ polarisé circulairement direct est renvoyé direct. L'ensemble grille balise est donc visible sur l'écran, l'origine est prise ici parallèle à l'axe rapide de la grille.

Remarque :

Il est bien évident que deux champs : A vers la charge et B vers le générateur, polarisés rectilignement ne sont colinéaires que si :

$$X_A = X^*_B \text{ si } X_A \text{ et } X_B$$

sont les colonnes les représentant dans la base S.

BIBLIOGRAPHIE

BOOKES, RUMSEY, DESCHAMPS, KALES, BOHNERT. — Techniques for Handling Elliptically Polarised waves with special Reference to Antennas. *P.I.R.E.*, mai 1951.

SICHAK x MILAZZO. — Antennas for circular polarization. *P.I.R.E.*, août 1948.

E. ROUBINE. — Les propriétés directives des Antennes de Réception. *Onde Electrique*, juin 1950.

Principles of microwave circuits. (Collection du M.I.T. n° 8) chapitre 5 (Dicke).

PROPRIÉTÉS ESSENTIELLES DES TRANSISTRONS[1]

PAR

J.M. MOULON

Ingénieur des Télécommunications
au Centre National d'Etudes des Télécommunications

IV. — Le transistron jonction en HF.

IV-1. — Phénomènes Physiques.

Lorsque la fréquence du signal croît, les propriétés élémentaires des tubes à vide sont modifiées par l'existence de capacités parasites entre les électrodes et par l'existence d'un temps de transit fini des électrons. On retrouve les mêmes phénomènes dans les transistrons :

La variation rapide du potentiel au voisinage de la couche d'arrêt, dans une diode, produit l'apparition d'une capacité entre les deux régions définissant la jonction. Les deux diodes d'un transistron introduisent donc des capacités base-émetteur et base-collecteur.

Le temps de transit à travers la base, relativement élevé en raison de la faible mobilité des porteurs, intervient généralement très rapidement. La dispersion du flux de porteurs issus de l'émetteur, se traduit à l'arrivée sur le collecteur, par un déphasage supplémentaire du signal et par son affaiblissement progressif lorsque la fréquence augmente.

Lorsque la période du signal est inférieure au temps de transit les phénomènes sont très complexes, et, bien que le transistron soit susceptible de procurer une amplification en puissance, son emploi devient délicat et ses performances difficiles à prévoir.

Au contraire, pour les fréquences inférieures à l'inverse du temps de transit, le phénomène de dispersion a, sur la phase et l'affaiblissement, un effet analogue à celui d'un condensateur γ placé aux bornes de la diode d'émetteur.

Si l'on appelle « fréquence limite » la fréquence f_a correspondant au temps de transit, le condensateur γ a pour expression :

$$\gamma = \frac{1}{2\pi r_e f_a}$$

En général, dans le cas de transistrons ordinaires, γ est très supérieur à la capacité propre de la jonction émettrice. Pour compléter les schémas équivalents introduits au chapitre III, il suffit de placer un condensateur C aux bornes de r_c et un autre condensateur γ aux bornes de la résistance figurant l'émetteur.

IV-2. — Schémas équivalents.

Le schéma équivalent d'un transistron jonction dont l'émetteur est à la masse, est donné par la figure IV-1. Le condensateur C est fonction de la

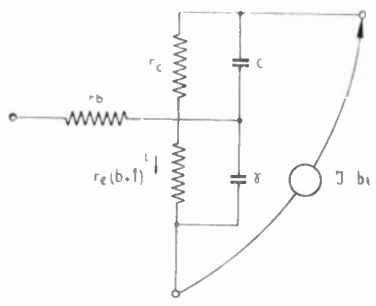


Fig. IV-1. — Schéma équivalent ($f < f_a$) d'un transistron jonction (montage émetteur à la masse).

tension du collecteur et décroît lorsque celle-ci croît. C varie généralement entre quelques pico-farads et quelques dizaines de pico-farads suivant les types de transistron, une valeur typique est 20 pF.

Le condensateur γ, défini par la relation donnée au paragraphe précédent, varie comme l'inverse de r_e, c'est-à-dire comme l'intensité d'alimentation ; f_a est en effet une constante pour un transistron de structure physique déterminée et pour un semi-conducteur donné (f_a, liée au temps de transit, dépend

[1] Voir le début de cette étude dans *L'Onde Electrique* n° 336-337 de Mars-Avril 1955.

uniquement de l'inverse du carré de l'épaisseur de la base).

Le gain en courant en court-circuit, B, devient, si l'on néglige les termes en r_e devant les termes en r_c :

$$B = \frac{-bi}{[1 + j\, r_e(b+1)\,\gamma\omega]\, i} = \frac{-b}{1 + j\,\dfrac{f\,(b+1)}{f_a}}$$

Si l'on appelle f_b la fréquence de coupure du gain en courant (montage émetteur à la masse), on obtient :

$$f_b = \frac{f_a}{b+1} \qquad B = \frac{b}{1 + j\,\dfrac{f}{f_b}}$$

Toujours en tenant compte des ordres de grandeur (r_b négligeable devant r_c et r_b plusieurs fois supérieur à r_e), on détermine comme valeur très approchée de la matrice d'impédances du montage émetteur à la masse :

$$\left\| \begin{array}{cc} r_e + r_b & \dfrac{r_e}{1 + j\,\dfrac{f}{f_a}} \\ -\dfrac{b}{1 + j\,\dfrac{f}{f_a}} \times \dfrac{\rho_c}{1 + j\, r_c C\omega} & \dfrac{1 + j\,\dfrac{f}{f_b}}{1 + j\,\dfrac{f}{f_a}} \times \dfrac{\rho_c}{1 + j\, r_c C\omega} \end{array} \right\|$$

avec $f_b = \dfrac{f_a}{b+1} \qquad \rho_c = \dfrac{r_c}{b+1}$

f_a varie généralement entre 400 kc/s et 10 Mc/s.

Comme pour les basses fréquences, on a intérêt, dans le cas du montage base à la masse, à utiliser un schéma différent (mais identiquement équivalent). Le schéma obtenu par simple introduction de γ et C est représenté sur la figure IV-2.

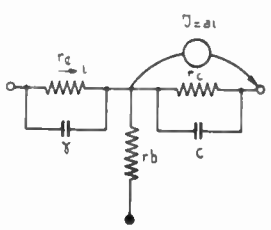


FIG. IV-2. — Schéma équivalent déduit des phénomènes physiques d'un transistron jonction (montage base à la masse, $f < f_a$).

Une valeur très approchée du gain en courant en court-circuit A peut être calculée comme pour B, on obtient :

$$A = \frac{a\, i}{[1 + j\, r_e\, \gamma\omega]\, i} = \frac{a}{1 + j\,\dfrac{f}{f_a}}$$

La fréquence limite f_a joue le rôle de fréquence de coupure (à 3 dB) du gain en courant du montage base à la masse.

Le condensateur γ a peu d'influence du point de vue impédance d'entrée, car r_e est faible devant r_b et γ n'intervient devant r_e qu'au voisinage de f_a ; on peut en conséquence utiliser le schéma plus pratique de la figure IV-3. En tenant compte de la relation $a = \dfrac{b}{b+1}$ on obtient les égalités :

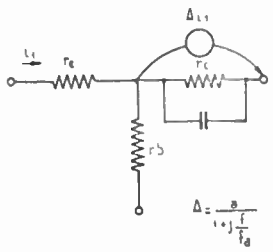


FIG. IV-3. — Schéma équivalent pratique (montage base à la masse $f < f_a$).

$$A = \frac{B}{B+1} \qquad B = \frac{A}{1 - A}$$

$$\boxed{a\, f_a = b\, f_b}$$

La matrice d'impédances approchée correspondant au schéma équivalent de la figure IV-3, a pour expression :

$$\left\| \begin{array}{cc} r_e + r_b & r_b \\ \dfrac{a}{1 + j\,\dfrac{f}{f_a}} \times \dfrac{r_c}{1 + j\, r_c C\omega} & \dfrac{r_c}{1 + j\, r_c C\omega} \end{array} \right\|$$

Impédances Z_{22}.

Dans le cas du montage base à la masse Z_{22} a une expression simple correspondant à la mise en parallèle de r_c et de C, par contre l'impédance correspondant au montage émetteur à la masse est plus complexe :

$$Z_{22} = \frac{1 + j\,\dfrac{f}{f_b}}{1 + j\,\dfrac{f}{f_a}} \qquad \frac{\rho_c}{1 + j\, r_c C\omega}$$

En général le terme en $r_c\,C\omega$ intervient le premier et, en basse fréquence, Z_{22} équivaut à :

$$Z_{22} \sim \frac{\rho_c}{1 + j\,r_c\,C\omega} \left[\begin{array}{l}\text{résistance } \rho_c \text{ en parallèle avec} \\ \text{un condensateur } C\ (b+1)\end{array}\right]$$

Pour les fréquences nettement supérieures à f_b on peut écrire :

$$Z_{22} \sim \frac{\rho_c}{j\,r_c\,C\omega} \frac{1 + j\dfrac{f}{f_a}}{j\dfrac{f}{f_b}}$$

$$Z_{22} \sim \frac{\dfrac{1}{2\pi\,C\,f_a}}{1 + j\dfrac{f}{f_a}} \left[\begin{array}{l}\text{résistance } \dfrac{1}{C\omega_a} \text{ en parallèle avec} \\ \text{un condensateur } C\end{array}\right]$$

Pour des fréquences intermédiaires le terme en f_b tend à introduire un élément inductif.

Sans entrer dans le détail de l'étude complète de cette impédance il est bon de se rappeler les résultats résumés sur la fig. IV-4.

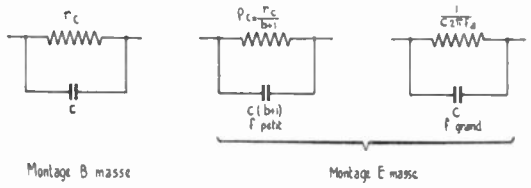


FIG. IV-4. — Impédances du collecteur Z_{11} (entrée ouverte).

Signalons enfin que l'impédance d'entrée en court-circuit d'un montage émetteur à la masse est capacitive tandis que celle d'un montage base à la masse est inductive.

IV-3. — AMPLIFICATEURS ACCORDÉS.

L'emploi de transistrons dans un amplificateur à étages accordés rencontre certaines difficultés dues à quatre causes principales :

1° L'impédance de sortie d'un transistron varie avec C (fonction de la tension continue du collecteur), avec r_c, avec b, etc... Il en résulte que la composante réactive de cette impédance n'a pas une valeur bien définie pour un transistron déterminé, elle dépend des alimentations et de la température. On est donc obligé de masquer ces variations pour éviter de voir glisser l'accord. Cette nécessité limite les performances en gain et en surtension.

2° La composante réelle de l'impédance de sortie n'est pas négligeable et il est nécessaire de prendre des précautions pour ne pas trop réduire la surtension des circuits accordés, d'où un compromis entre gain et surtension.

3° La réaction propre du transistron, due à r_e ou à r_b suivant le montage, s'accentue lorsque l'on accorde le circuit du collecteur, de telle sorte que la stabilité de l'amplificateur est facilement compromise, tandis que les impédances et l'accord des étages réagissent les uns sur les autres.

Pour éviter cette interaction on est conduit à utiliser des artifices (neutrodynage, (fig. IV-5) étage

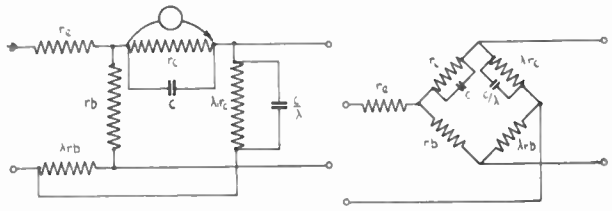


FIG. IV-5. — Neutrodynage du montage base à la masse.

intermédiaire non accordé, etc...), ou à choisir des transistrons présentant une faible réaction propre en limitant les performances par étage, (gain, surtension), à des valeurs assez faibles.

4° Enfin, dans le couplage de deux étages, il est nécessaire de tenir compte de la valeur très différente des impédances d'entrée et de sortie.

Le dispositif de couplage le plus simple à imaginer est représenté sur la figure IV-6, un circuit accordé

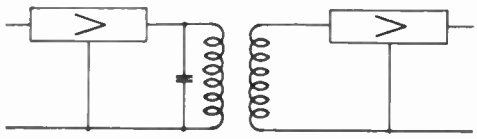


FIG. IV-6. — Couplage par transformateur accordé.

est placé dans le collecteur et l'adaptation est procurée par un transformateur. Très souvent les ordres de grandeurs sont tels que les difficultés mentionnées en 1 et 2 ci-dessus sont très accusées, on obtient de bien meilleurs résultats en dissociant la fonction d'accord de celle de couplage ; un dispositif très intéressant est donné par la figure IV-7 : le circuit

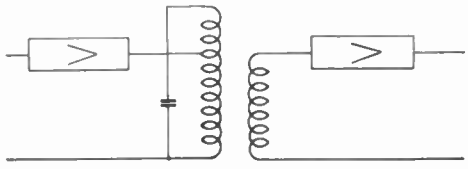


FIG. IV-7. — Couplage accordé à double transformateur d'un grand intérêt pratique.

résonant est dimensionné pour apporter une bonne surtension ; des prises convenables assurent l'adaptation tout en permettant de masquer les impédances propres des transistrons.

Dans certains cas particuliers de bons résultats peuvent être obtenus en utilisant les propriétés élémentaires d'un circuit résonant. Un exemple est

donné sur la figure IV-8 : le collecteur est chargé par une impédance élevée et le circuit série débite un fort courant dans la faible impédance d'entrée de l'étage

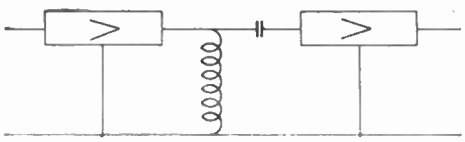


FIG. IV-8. — Collecteur de forte impédance fermé sur un circuit résonnant parallèle tandis que l'entrée de l'étage suivant, de faible impédance est fermée sur un circuit résonnant série.

suivant. Un perfectionnement à l'adaptation peut être apporté par le dédoublement du condensateur d'accord (figure IV-9).

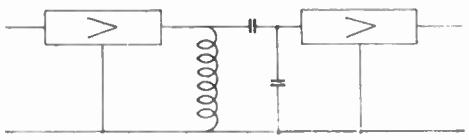


FIG. IV-9. — Perfectionnement de la figure précédente en ce qui concerne l'adaptation.

IV-1. — AMPLIFICATEURS A LARGE BANDE.

Amplificateurs Video.

Lorsque la bande amplifiée est très large, comme par exemple, dans le cas des amplificateurs Video, il n'est pas possible d'utiliser de transformateurs de couplage entre les étages, le seul montage qui procure du gain dans ces conditions est le montage émetteur à la masse. Le gain en courant dans ce montage est de la forme :

$$B = \frac{b}{1 + j\,\dfrac{f}{f_b}} \quad \text{avec} \quad f_b = \frac{f_a}{b + 1}$$

La fréquence f_b ne représente généralement pas la fréquence de coupure f_c d'un étage dans un amplificateur à couplage direct, parce que l'impédance d'entrée d'un étage n'est pas nulle. Lorsque l'on tient compte des valeurs approchées des impédances en présence, on obtient comme valeur de f_c :

$$f_c = \frac{f_b}{1 + [r_b + r_e\,(b + 1)]\,C\omega_a} \qquad (\omega_a = 2\,\pi f_a)$$

Très souvent $\dfrac{1}{C\omega_a}$ est grand devant l'impédance d'entrée en BF, $(r_b + r_e\,(b + 1))$ et f_c fort peu différente de f_b.

Dans de nombreuses applications f_b a une valeur insuffisante et il importe d'accroître la valeur de f_c ; on peut, comme dans la technique des lampes, introduire des artifices tels que des inductances en série ou en parallèle à la sortie d'un étage, cependant il est difficile d'aller très loin dans cette voie. Une méthode beaucoup plus rationnelle et qui permet d'augmenter sensiblement la bande passante au détriment du gain consiste à employer un effet de réaction négative :

De bons résultats sont obtenus en plaçant une résistance de réaction ρ dans l'émetteur tandis qu'une résistance r fixe l'impédance d'entrée tout en permettant la réaction série. La figure IV-10 représente

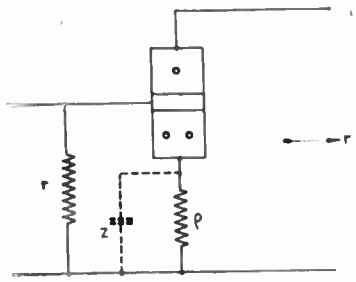


FIG. IV-10. — Elargissement de la bande passante d'un étage video (réaction négative).

le principe de fonctionnement d'un tel étage. Le calcul montre qu'il existe une valeur optimum de r qui rend maximum le produit gain largeur de bande, on a alors :

$$r = \sqrt{\frac{r_b}{C\omega_a}}$$

$$(g_0\,f_c)_{\max} = \frac{f_a}{1 + r_b\,C\,\omega_a + 2\,\sqrt{r_b\,C\,\omega_a}}$$

Dans le cas fréquent où r_b est très inférieur à $\dfrac{1}{C\omega_a}$ on peut écrire :

$$r = \sqrt{\frac{r_b}{C\omega_a}}$$

$$\left| g_0 \# \frac{r}{\rho} \right.$$

$$\left| g_0\,f_c \# f_a \right.$$

Un effet de correction très intéressant peut être obtenu en plaçant un condensateur Z en parallèle sur ρ ; Z joue un rôle analogue à celui d'une inductance dans le circuit du collecteur. Cet artifice permet de ramener sensiblement à f_a le facteur de mérite.

Emploi de transformateurs.

Lorsque la bande transmise permet l'emploi de transformateurs d'adaptation le montage base à la masse peut être employé. L'étude des propriétés des

deux montages, base et émetteur à la masse, fermés sur des résistances extérieures r_g et r_r, donne une idée du gain que l'on obtient par étage. On trouve que le produit gain largeur de bande est maximum dans certaines conditions particulières, les mêmes pour les deux montages, le produit obtenu est appelé facteur de mérite :

$$\begin{cases} r_g = r_e + r_b \\ r_a = \dfrac{1}{C\omega_a} \end{cases}$$

$$F = \frac{1}{5}\sqrt{\frac{f_a}{(r_e + r_b)\,C}} \quad \text{(facteur de mérite)}$$

Dans le cas du montage émetteur à la masse le gain est grand et la fréquence de coupure est basse, de l'ordre de grandeur de f_b ; au contraire, dans le cas du montage base à la masse, le gain est plus faible mais la fréquence de coupure correspondant à F est de l'ordre de $\frac{f_a}{4}$.

IV-5. — Basculeurs.

Dans le domaine des impulsions et des systèmes à une ou plusieurs positions d'équilibre, on peut réaliser avec des transistrons des appareils analogues à ceux rencontrés dans la technique des tubes à vide. A titre d'exemple le dispositif de la figure IV-11 correspond à un montage Eccles Jordan à deux positions d'équilibre, les deux transistrons sont dans des

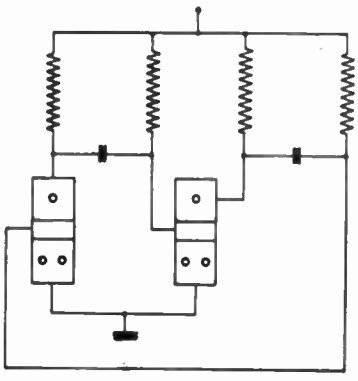


Fig. IV-11. — Basculeur symétrique.

états électriques différents (courant fort ou faible), le double couplage entre entrée et sortie (base et collecteur) les contraint à changer d'état en même temps.

V. — Les transistrons à pointes.

V-1. — Phénomènes physiques.

Le transistron à pointes, découvert avant le transistron jonction, comprend un bloc d'un cristal semiconducteur généralement de type N sur lequel on applique deux pointes métalliques. On retrouve ainsi une structure analogue à celle des transistrons jonction, les diodes à jonction étant remplacées par des diodes à pointe. Une des pointes (fig. V-1),

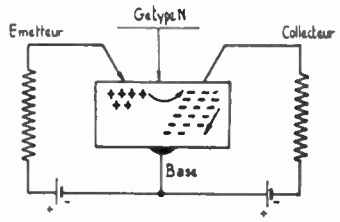


Fig. V-1. — Principe de fonctionnement d'un transistron à pointes.

l'émetteur, est polarisée dans le sens direct, et émet des lacunes qui sont recueillies par l'autre pointe le collecteur polarisé dans le sens inverse ; le bloc de germanium constitue la troisième électrode ou électrode de base.

Aux ordres de grandeur près il semble que l'on retrouve un dispositif identique à celui du transistron jonction, en réalité les deux transistrons présentent une différence fondamentale : les lacunes émises dans la base du transistron à pointes entraînent un mouvement d'électrons dans la région du collecteur de telle sorte que la charge totale passant dans ce dernier peut être assez supérieure au courant dû aux lacunes de l'émetteur ; ce phénomène est encore assez mal expliqué et plusieurs hypothèses sont avancées ; un rôle important est joué par la « formation électrique » qui consiste à appliquer des impulsions brutales sur le collecteur et modifie sensiblement ses propriétés.

En raison de ce phénomène d'entraînement d'électrons le gain en courant a du montage base à la masse devient supérieur à l'unité ; l'étude et l'emploi du transistron à pointes sont dominés par le fait que a correspond à une amplification effective ; en particulier il en résulte que le montage base à la masse s'impose comme montage normal de référence.

V-2. — Réseau de caractéristiques.

Par analogie avec le transistron jonction on peut écrire :

$$I_c = I_{co} + a\,I_E + \frac{V}{r_c}$$

I_c = courant du collecteur

I_E = courant de l'émetteur

V = tension du collecteur

a = gain en courant (en c/c)

r_c = impédance inverse de la diode du collecteur

I_{co} = courant de saturation du collecteur

Cette relation est approximativement valable dans le domaine d'amplification, le réseau de caractéristiques correspondant est représenté sur la figure V-2. Le courant de saturation I_{co} est très supérieur à celui d'un transistron jonction tandis que

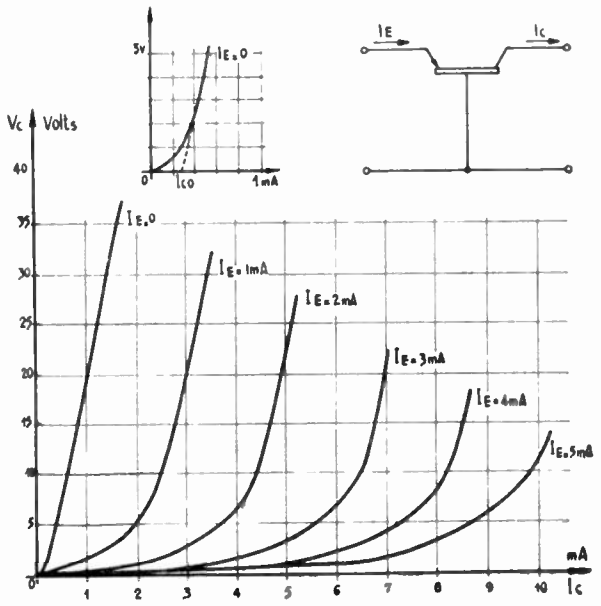


FIG. V-2. — Caractéristiques V_c I_c.

r_c de l'ordre de 10 à 20 000 ohms, est bien inférieur au terme correspondant d'une diode à jonction (ceci principalement en raison de la formation). D'une façon générale les caractéristiques sont beaucoup moins linéaires que pour les éléments à jonction.

Les caractéristiques d'entrée ont peu d'intérêt.

V-3. — Schéma équivalent.

Le schéma utilisé et les formules employées au paragr phe IV-3 sont valables dans le cas du transistroneà pointes, les effets observés en HF sont représnntables, comme pour les transistrons jonction, par un condensateur C aux bornes du collecteur et par une fréquence de coupure f_a du gain en courant (temps de transit des lacunes d'une pointe à l'autre).

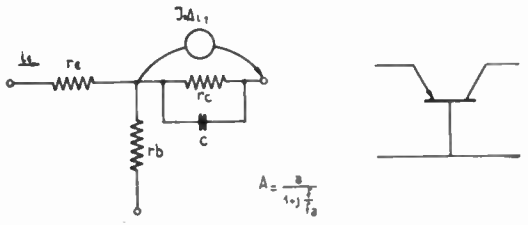


FIG. V-3. — Schéma équivalent du montage base à la masse.

Dans le schéma de la figure V-3 les ordres de grandeurs sont les suivants :

r_e = 150 ohms	a = 2,2
r_b = 100 ohms	r_c = 15 000 ohms
C = 30 ppF	f_a = 2 Mc/s

D'où les paramètres pratiques (en BF)

R_{11} = 250 ohms	a = 2,2
R_{22} = 15 000 ohms	τ = 0,12

Le terme r_e varie toujours comme l'inverse du courant d'émetteur I_E, le terme r_b est quelquefois assez indépendant des courants mais il peut parfois croître très rapidement avec eux. Le gain en courant est assez constant, certains échantillons présentent un maximum pointu de a pour les très faible courants d'émetteur, a peut alors atteindre 20 au lieu de la valeur normale de 2. Le terme I_{co} est une fonction rapidement croissante de la température et cet effet cumulé avec les variations de r_b (qui croît) et de r_c (qui décroît), limite beaucoup les performances des transistrons au-dessus de 40 degrés à 50 degrés.

V-4. — Stabilité.

Lorsque le transistron est fermé sur des résistances r_r et r_g ses impédances internes ont pour valeur :

$$z_1 = (r_e + r_b)\,\frac{\tau + \dfrac{r_r}{r_c}}{1 + \dfrac{r_r}{r_c}}$$

$$z_2 = r_c\,\frac{\tau + \dfrac{r_g}{r_e + r_b}}{1 + \dfrac{r_g}{r_e + r_b}}$$

L'expression du paramètre de réaction τ est donnée par :

$$\tau = 1 - \frac{r_b}{r_e + r_b}\,a\,.$$

On voit que τ peut devenir négatif lorsque :

$$a > 1 + \frac{r_e}{r_b}$$

Cette inégalité n'est jamais vérifiée pour le transistron jonction puisque a est inférieur à 1, elle peut l'être par contre pour le transistron à pointes.

Lorsque τ est négatif, le numérateur de z_1 ou de z_2 peut être rendu négatif en réduisant r_r ou r_g, l'apparition d'une résistance négative correspond à une possibilité d'instabilité ; cette dernière se produit lorsque la résistance extérieure est trop petite, inférieure à la grandeur de la résistance négative (la réaction est du type série-série).

Soit comme condition de stabilité :

$$r_g + (r_e + r_b)\frac{\tau + \frac{r_r}{r_c}}{1 + \frac{r_r}{r_c}} > 0$$

$$\Delta = (R_{11} + r_g)(R_{22} + r_r) - R_{12} R_{21} > 0$$

Les transistrons qui présentent un paramètre τ négatif sont appelés « instables en court-circuit ».

Il est toujours possible de faire apparaître l'instabilité en augmentant volontairement r_b à condition que a soit effectivement supérieur à 1, la résistance introduite accuse la réaction positive série-série, due à r_b.

V-5. — Amplification.

Le transistron à pointes est difficile à utiliser en raison du risque d'instabilité qui complique la polarisation et l'alimentation ; d'autre part il possède peu de gain lorsque l'on n'emploie pas de transformateurs de couplage puisque $a \sim 2$; le gain maximum (adapté) est de l'ordre de 20 dB ; les montages émetteur à la masse et collecteur à la masse sont peu utilisables en amplificateur en raison du taux élevé de réaction positive qu'ils apportent, le terme Z_{22} correspondant à ces montages, par exemple, est négatif :

$$Z_{22} = -r_c\ (a - 1)$$

Pour toutes ces raisons, les transistrons à pointes sont beaucoup moins utilisés que les transistrons à jonctions dans le domaine de l'amplification.

V-6. — Basculeurs.

Dans le domaine des impulsions et des basculeurs par contre les phénomènes d'instabilité trouvent un champ d'application très intéressant.

Les propriétés d'instabilité du transistron à pointes s'étudient aisément sur le montage de base de la figure V-4 en considérant la caractéristique $V\ (I_E)$

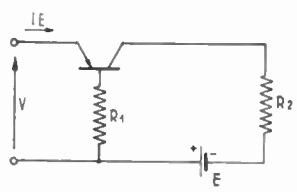


Fig. V-4. — Technique des basculeurs à transistrons à pointes, schéma de base.

de l'émetteur. Une source de faible résistance E alimente le collecteur à travers une résistance de charge R_2 tandis qu'une résistance R_1, en série avec la résistance de base, augmente l'effet de réaction positive. La caractéristique $V\ (I_E)$ comprend trois régions principales (fig. V-5).

a) Lorsque I_E est négatif, la diode de l'émetteur est bloquée et la pente $\frac{\Delta V}{\Delta I_E}$ est grande.

b) Lorsque I_E est positif et pas trop grand le transistron est polarisé normalement, la réaction positive élevée due à R_1 fait apparaître une pente négative de la caractéristique.

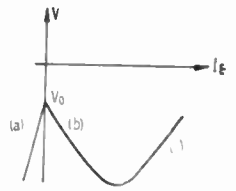


Fig. V-5. — Caractéristique du dipôle de la figure précédente.

c) Lorsque I_E dépasse une certaine valeur le point de polarisation sort du domaine d'amplification pour atteindre la région courant fort tension faible (points B des figures IV-19 etc...). La pente redevient positive.

Le point V_o sur l'axe des V est donné approximativement par :

$$V_o = -R_1\left(I_{co} + \frac{E}{r_c + R_1 + R_2}\right)$$

en supposant r_b négligeable devant R_1.

La pente négative de la région (*b*) a une valeur r qui se déduit de l'expression de z_1 :

$$r = (r_e + r_b + R_1)\frac{1 - \frac{(R_1 + r_b)}{r_e + r_b + R_1}a + \frac{R_2}{r_c}}{1 + \frac{R_2}{r_c}}$$

Très souvent R_1 est grand devant r_b, et r_c devant R_2, de telle sorte que l'expression approchée de r devient :

$$r \neq -R_1\ \ (a - 1)$$

Suivant le dispositif connecté au dipôle présentant la caractéristique à pente négative, on obtient divers effets :

Montage astable.

Un dispositif oscillateur donnant des dents de scie s'obtient en fixant le point de polarisation continu dans la région (*b*) et en plaçant un élément réactif dans le circuit d'émetteur (condensateur en parallèle sur le dipôle ou self en série).

Un montage de ce genre est représenté sur la figure V-6 avec la caractéristique correspondante.

La résistance R supérieure à $-r$ assure la polarisation convenable. Pour mieux fixer cette dernière

il est recommandé de choisir R très élevée et de lui ajouter une pile en série de manière à réaliser un injecteur de courant (droite de charge en pointillé).

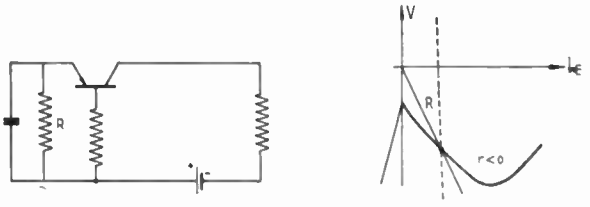


FIG. V-6. — Montage astable.

Montage mono-stable.

L'emploi d'un condensateur C comme dipôle de charge conduit à un état de polarisation au point V_0, courant nul dans l'émetteur. La charge correspond à une résistance nulle, donc à une droite horizontale (figure V-7). Une légère impulsion positive

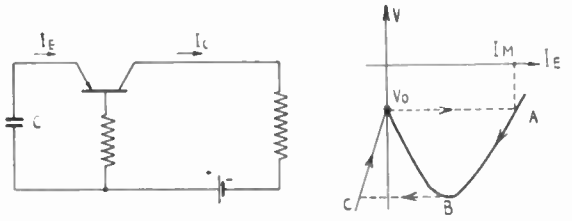


FIG. V-7. — Montage monostable.

sur l'émetteur remonte la droite de charge, le seul point de rencontre avec la caractéristique devient A et le courant passe brutalement de 0 à I_M. Le courant passant dans C charge le condensateur, d'où une f.c.e.m. qui fait baisser le courant ; le point de polarisation descend de A vers B. Arrivé en B, en raison de la résistance nulle du circuit d'émetteur, l'entrée dans la région négative fait sauter le point de polarisation en C. Le condensateur C se décharge alors lentement et l'état initial A est atteint de nouveau. Les courants d'émetteur et de collecteur ont l'allure donnée sur la figure V-8.

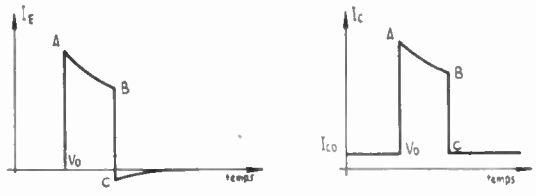


FIG. V-8. — Variations des courants dans le dispositif monostable.

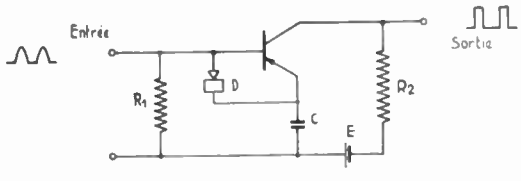


FIG. V-9. — Régénération et amplification d'impulsions.

Une application intéressante de ce dispositif est la régénération et l'amplification des impulsions, l'attaque se fait sur la base (figure V-9), la diode D permet un retour rapide de C en V_0, d'où une cadence plus rapide des impulsions que l'on peut admettre.

Montage bi-stable.

Un dispositif à deux positions d'équilibre s'obtient à l'aide d'une droite de charge coupant la caractéristique dans les trois régions a, b, c (voir figure V-10).

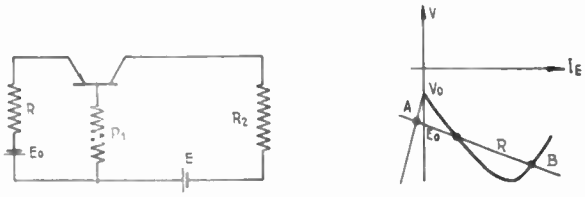


FIG. V-10. — Montage basculeur à deux positions d'équilibre.

Seuls les points A et B correspondent à des équilibres stables ; R étant inférieur à $-r$ le troisième point donne une instabilité. Une impulsion positive sur l'émetteur fait basculer de A en B, une impulsion négative de B en A. La sensibilité oblige à ne pas éloigner A de V_0 et B du coude inférieur, c'est-à-dire que R doit être inférieur mais assez voisin de $-r$. La pente r dépend du gain a tandis que V_0 dépend de I_{co} et r_c ; la température a donc une grosse influence sur la position et la forme de la caractéristique d'où il résulte une assez grande difficulté à obtenir une sensibilité accompagnée d'une sécurité suffisante (le transistron pouvant basculer de lui-même).

Une amélioration sensible s'obtient en utilisant le montage de la fig. V-11. La résistance de réaction est divisée en R'_1 faible et R'_2 normale. La pile

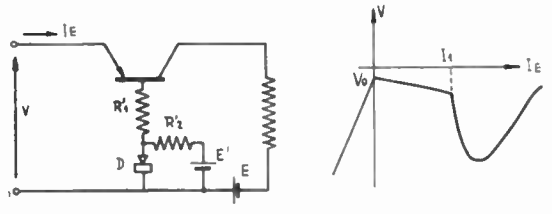


FIG. V-11. — Amélioration de la stabilité d'un basculeur par réduction de V_0.

E' débloque la diode D lorsque I_E est négatif ou de faible valeur positive ; en particulier pour $I_E = 0$, R'_1 intervient seule et V_0 est faible, le point sur l'axe des V est voisin de l'origine. A partir d'un certain courant I_1 D se bloque et R'_2 introduit une réaction importante. La réduction de V_0 limite les variations dues à I_{co} et r_c.

Il existe d'autres méthodes pour assurer un fonctionnement déterminé des transistrons, on peut par exemple les alimenter par des injecteurs de courant en offrant deux chemins aux courants à l'aide de diodes afin d'obtenir deux états possibles. Une application de cette méthode est représentée sur la fig. V-12. Dans un premier état le courant de collecteur est

faible, l'émetteur bloqué, I_1 passe dans D_2 et I_2 dans D_1. Si une impulsion négative de tension supérieure à v est appliquée en e le blocage de la diode D_1 tend à faire passer I_2 dans la base, d'où basculement ; I_1 et I_2 se retrouvent dans le collecteur et D_2

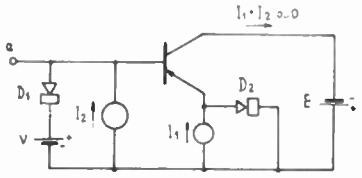


FIG. V-12. — Stabilisation d'un basculateur par des injecteurs de courant (par exemple $I_1 \rightarrow$ 100 V et 50 kΩ et $I_2 \rightarrow$ 100 V et 30 kΩ).

se bloque également. La sortie peut se prendre sur l'émetteur qui est au potentiel de la masse pour le premier état et à celui du collecteur (E) pour le second.

Signalons enfin pour illustrer l'intérêt des transistrons à pointes dans le domaine des basculeurs que l'on peut réaliser un élément de compteur binaire avec un seul transistron. Il suffit pour cela d'obtenir les deux basculements avec des impulsions d'un seul signe en dérivant ces dernières vers l'émetteur ou la base suivant l'état. On voit sur la figure V-13 que la

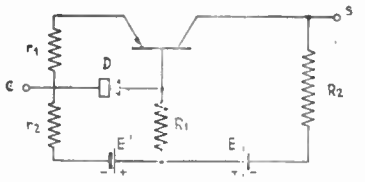


FIG. V-13. — Eléments de compteur binaire schématisé.

diode D est débloquée lorsque le transistron est dans l'état faible courant, puisque l'émetteur est alors négatif par rapport à la base ; une impulsion négative appliquée en e sur la base a la même action qu'une impulsion positive sur l'émetteur d'où basculement vers les courants forts. D se bloque alors (émetteur positif pour la base) et l'impulsion négative suivante attaque l'émetteur, d'où retour au courant faible. Le réglage est assez délicat et demande une stabilisation du genre de celle de la figure V-11.

VI. — Evolution du transistron. — Perspectives d'avenir.

Depuis plusieurs dizaines d'années les chercheurs ont essayé de construire un amplificateur à partir d'une diode. Plusieurs raisons conduisaient à penser que cette réalisation était possible, en particulier on savait depuis longtemps que les résistances différentielles négatives des éléments redresseurs, que l'on obtient en poussant le courant inverse au delà des valeurs normales (figure VI-1), permettaient de réaliser des oscillateurs et des impédances négatives.

Ces résultats étant liés à l'existence d'un phénomène d'amplification, on cherchait à isoler l'amplificateur correspondant. Dans les premiers essais on a, par exemple, placé une grille à l'intérieur d'une diode à cuivre oxyde de cuivre. D'une manière générale, les premiers essais vers 1925 de commande d'un courant dans un semi-conducteur, à l'aide d'un dispositif imitant la lampe de radio, n'ont pas donné de bons résultats (Lilienfeld, Ohl).

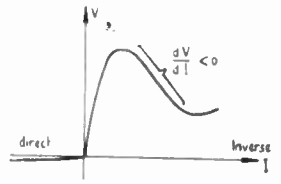


FIG. VI-1. — Caractéristique de diode à pointe. Région de pente négative.

VI-1. — Transistron a pointes.

Les premiers amplificateurs (1) construits par les Bell Laboratories vers 1948 ont bénéficié des recherches intensives sur les diodes durant la guerre et d'une bien meilleure compréhension des phénomènes physiques mis en jeu, grâce à des considérations faisant appel à la mécanique quantique et ondulatoire. La commande n'était pas effectuée par un champ électrostatique mais par une action locale, dans le semi-conducteur, exercée par un courant issu de l'électrode d'entrée. L'élément amplificateur ou transistron comprenait deux diodes, une des pointes jouant le rôle d'électrode de commande, l'autre celui d'électrode de sortie. Les premiers résultats furent très encourageants, et de nombreux techniciens comprirent qu'une révolution était en train de s'amorcer ; en France dès 1949, M. Sueur Ingénieur en Chef des Télécommunications au C.N.E.T. faisait état d'essais sur le réseau téléphonique des P.T.T. de « triodes à cristal » construites dans ses laboratoires (2).

En l'espace de deux ans de nombreux types de transistron virent le jour (fig. VI-2) qui comportaient

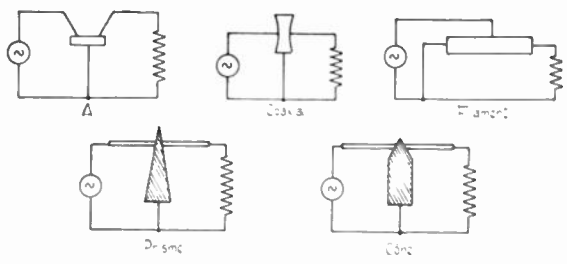


FIG. VI-2. — Divers types de transistrons à contact.

tous deux électrodes métalliques en contact avec un bloc de germanium, au voisinage l'une de l'autre. (Transistrons coaxial, filament, en prisme, en cône). En définitive le transistron à pointes de type N survécut pratiquement seul, de gros progrès furent réalisés dans la préparation et la purification du ger-

(1) The Transistor, a Semi-Conductor Triode. — Bardeen, Brattain. *Phys. Rev.* (juillet 48).

(2) Le Transistron, Triode type PTT-601. — R. Sueur. *Onde Electrique* (Nov. 49).

manium, dans l'étude des effets de surface, dans la « formation électrique » des électrodes.

Depuis 1951 et 1952 le transistron à pointes, scellé et étanche, marque un palier dans son évolution.

VI-2. — Fieldistor.

Vers 1950 des essais de réalisation d'un transistron où le courant de commande était remplacé par une action électrostatique au voisinage du collecteur ont fait l'objet de publications [1] ; malgré un net progrès sur les éléments d'avant guerre ces appareils ne sont pas sortis, semble-t-il, du domaine du laboratoire.

Il en fut de même pour des éléments du même type où la pointe était remplacée par une jonction $N\,P$, les fieldistor [2] (1952) (fig. VI-3).

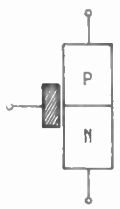


Fig. VI-3. — Fieldistor à jonction.

Si les amplificateurs à champ électrique n'ont pas encore trouvé leur voie, ils n'estpas exclu néanmoins qu'ils donnent lieu un jour à des réalisations intéressantes. Le transistron unipolaire à effet de champ [3] décrit par W. Schochley en 1952 (fig. VI-4) semble très prometteur au point de vue de la tenue en fréquence et de la puissance de sortie, il paraît par contre difficile à réaliser.

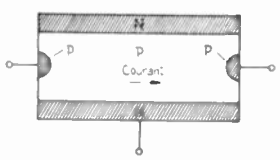


Fig. VI-4. — Transistron unipolaire à effet de champ (structure).

VI-3. — Transistron jonction.

Un gros progrès fut réalisé vers 1951 par la substitution des diodes à jonction aux diodes à pointe [4], les phénomènes étaient beaucoup mieux compris, les éléments plus reproductibles et les performances à bien des points de vue supérieures.

On peut distinguer à première vue deux types de transistron à jonction suivant leur mode de fabrication :

« Les transistrons par tirage » obtenus par croissance régulière par tirage d'un monocristal à la suite

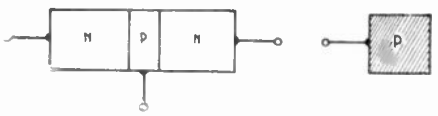


Fig. VI-5. — Transistron jonction par tirage

d'un germe de germanium à partir d'un bain de métal liquide fig. VI-5. La répartition des impuretés peut se réaliser en contaminant le bain par des impuretés N, puis P en plus grand nombre et enfin N à nouveau en quantité encore supérieure ; l'impureté prépondérante en quantité impose le type du germanium. Cette répartition peut se réaliser également à partir d'un bain contenant déjà les deux types d'impureté en jouant sur le taux différent suivant lequel elles se répartissent entre les phases solide et liquide, en fonction par exemple du mouvement du cristal en cours de tirage (Ascension et rotation). Le tirage pouvant être assez bien contrôlé, les épaisseurs de base des transistrons descendent à de faibles valeurs et la fréquence limite de ces transistrons est relativement élevée, par contre le contact étant pris par soudure presque ponctuelle sur la base, le terme r_b est assez important.

Autre avantage du point de vue de la fréquence, le transistron peut être fait de type NPN qui présente, à structure identique un meilleur terme f_a que le type PNP (Mobilité des électrons supérieure à celle des lacunes).

« Les transistrons à goutte » sont obtenus en chauffant brusquement une plaquette de germanium mince de chaque côté de laquelle on a placé en regard deux pastilles d'un corps destiné à jouer le rôle d'impureté. Il se produit lors de l'opération une diffusion de l'impureté dans le germanium, accompagnée parfois d'un alliage, d'où naissance de deux jonctions (fig. VI-6).

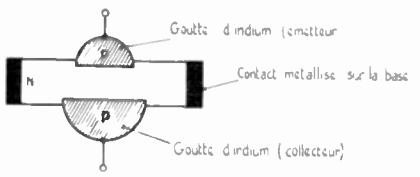


Fig. VI-6. — Transistron à goutte (à l'indium par exemple).

Les contacts d'émetteur et de collecteur sont pris très simplement sur les pastilles devenues solidaires de la plaquette, le contact de base est facile à prendre sur la plaquette, ou mieux sur le pourtour de celle-ci, cette disposition assurant une résistance de base r_b relativement faible.

L'impureté se prêtant le mieux à l'opération est l'indium qui forme une goutte sphérique liquide à moins de 200°, il en résulte que les transistrons à

---

[1] A Cristal Amplifier with High Input Impedance. — Stuetzer. *P.I.R.E.* (août 50).

[2] Junction Fieldistors. — Stuetzer. *P.I.R.E.* Nov. 52).

[3] A Unipolar « Field-Effect » Transistor. — W. Shochley. *P.I.R.E.* (Nov. 52).

[4] The P-N Junction Transistor. — W. Shochley. *Phys. Rev.* (Juillet 51).

goutte sont généralement de type *PNP*, d'où un inconvénient pour la réponse en fréquence.

Cet inconvénient est accusé par la difficulté rencontrée pour contrôler la progression de l'impureté dans le germanium, la surface d'attaque n'est pas plane et il existe un risque de court-circuit qui empêche une réduction exagérée de l'épaisseur de la base, entre les deux surfaces d'attaques de la goutte.

Certains transistrons avec diffusion d'arsenic dans du germanium de type *P* ont été réalisés, ils ont jusqu'à présent des performances en fréquence et surtout en température très inférieures aux types *PNP* à indium.

L'expression du facteur de mérite *F* du transistron :

$$F = \frac{1}{5}\sqrt{\frac{f_a}{r_b C}}$$

permet de mettre en évidence le compromis à réaliser qui limite les performances du transistron.

L'augmentation de f_a se réalise en diminuant l'épaisseur *W* de la base.

La diminution de *W* entraîne l'augmentation de r_b ; pour limiter cette dernière on est conduit à réduire la résistivité ρ de la base.

La réduction de ρ entraîne une augmentation de *C*, et limite rapidement la tension maximum que peut supporter le collecteur, ce qui revient à augmenter encore *C* puisque ce dernier varie en sens inverse de la tension *V* du collecteur.

On ne peut donc gagner sur un des termes sans perdre sur les autres.

Des transistrons de puissance dissipant plusieurs watts se réalisent en augmentant les dimensions des éléments et en favorisant la dissipation ; la nécessité de limiter le courant de saturation conduit à des transistrons de gains relativement réduits (10 à 20 dB).

VI-4. — Transistron unipolaire.

Le terme unipolaire, déjà utilisé ci-dessus pour un modèle de fieldistor, indique qu'un seul type de porteur de charges intervient dans le fonctionnement, par opposition aux transistrons à pointes ou à jonction qui mettent en jeu des lacunes et des électrons. On peut imaginer des structures semblables à celles d'une lampe telle que celle de la figure VI-7

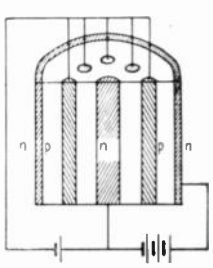


Fig. VI-7. — Structure du transistron unipolaire semblable à une lampe.

dans laquelle le vide est remplacé par du germanium intrinsèque, la cathode et la plaque d'une part, la grille d'autre part, étant de types *N* ou *P* différents. Le fonctionnement et les performances d'un tel dispositif ont été étudiés par W. Shockley (1).

VI-5. — Tétrode H.F.

Si l'on se rapporte à l'expression du facteur de mérite *F* on voit le rôle néfaste joué par le terme r_b. un perfectionnement du transistron jonction a consisté à réduire r_b en diminuant artificiellement la surface utile de la base. Une quatrième électrode est soudée sur la base à l'opposé de la connexion de base proprement dite (2) ; un courant de polarité convenable, envoyé dans cette nouvelle électrode, repousse les filets du courant principal issu de l'émetteur et tout se passe comme si la section de la base était réduite. Outre la diminution favorable de r_b ce dispositif a malheureusement pour effet de réduire légèrement le gain a et par conséquent de faire tomber le gain en courant b à des valeurs très faibles. La « tétrode » ne peut donc être pratiquement utilisée qu'en montage base à la masse et des transformateurs sont nécessaires entre étage ; elle ne convient pas en particulier dans sa forme actuelle pour réaliser un amplificateur video ou à très large bande ; elle peut par contre procurer du gain en puissance jusqu'à des fréquences de quelques dizaines de Mc/s.

VI-6. — Transistron barrière de surface.

Le transistron barrière de surface (3) est un transistron jonction fabriqué par un procédé spécial. Une double électrolyse est réalisée sur chacune des faces d'une plaquette de germanium, l'électrolyte étant projeté sous forme d'un jet de liquide. Dans une première étape le sens du courant est tel que le germanium est attaqué jusqu'à une très faible épaisseur au point d'impact des jets, puis l'inversion rapide du courant provoque un dépôt de métal qui sert d'électrodes d'émetteur et de collecteur, la plaquette servant de base. L'appareillage est difficile à mettre au point mais il est possible de réaliser des éléments de faible épaisseur de base et de faible section de telle sorte que f_a peut atteindre 50 Mc/s tandis que *C* est de l'ordre du picofarad ; la résistance de base n'est pas prohibitive car le contact peut se prendre sur toute la périphérie de la plaquette.

Le transistron barrière de surface est un transistron jonction perfectionné, la barrière qui prend naissance au contact de la surface du métal et du germanium étant semblable à celle d'une jonction ; en conséquence ses performances rencontrent la limite due au compromis sur f_a, r_b et *C*, le mode de fabrication permet d'approcher la limite physique théorique et idéale.

---

(1) Transistor Electronics : Imperfections, Unipolar and Analog Transistors. — W. Shochley, *P.I.R.E.* (Nov. 52).

(2) A Junction Transistor Tetrode for High Frequency use. — Wallace, Schimpf, Dichten. *P.I.R.E.* (Nov. 52).

(3) The Surface-Barrier Transistor. — Bradley. *P.I.R.E.* (Déc. 53

WRH

VI-7. — Transistrons *NPIN* et *PNIP*.

Au contraire dans le transistron *NPIN* ou *PNIP* [1] un phénomène nouveau intervient qui donne la possibilité de gagner considérablement sur le facteur de mérite (fig. VI-8). L'introduction d'une couche de

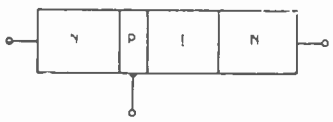


Fig. VI-8. — Transistron *NPIN* (*I* zone intrinsèque).

germanium intrinsèque entre la base et le collecteur permet de réduire considérablement la résistivité de la base sans pour autant réduire la tension maximum que peut supporter le collecteur ni augmenter C.

On peut donc réduire considérablement l'épaisseur de la base pour accroître f_a, utiliser un germanium de faible résistivité dans la base pour ne pas accroître r_b, tout en obtenant des capacités C acceptables et des tensions applicables au collecteur importantes.

L'amélioration en fréquence est très sensible, l'accroissement de la dissipation permise est également intéressant.

Il ne faut par contre pas oublier que la réduction de f_a revient à réduire la capacité γ en parallèle sur l'émetteur, et, qu'à partir d'un certain moment, l'effet de transit devient négligeable en comparaison de la capacité propre de l'émetteur, c'est donc cette dernière qui détermine f_a et non plus l'épaisseur de la base qu'il devient inutile de réduire au delà d'une certaine limite.

Extérieurement l'élément se présente comme un transistron avec ses trois bornes, la zone intrinsèque n'est pas accessible.

VI-8. — Emploi du silicium et de corps composés.

Le principal inconvénient des transistrons au germanium réside dans sa sensibilité à la température, la variation exponentielle de I_0 avec celle-ci étant très souvent gênante. Un progrès est apporté dans ce domaine par l'emploi de silicium comme semiconducteur : en effet si le terme exponentiel varie plus vite que dans le cas du germanium le facteur numérique constant est beaucoup plus petit de telle sorte que les transistrons au silicium ont encore des propriétés intéressantes vers 150°.

Le germanium et le silicium sont, des corps simples semi-conducteurs, les plus faciles à mettre en œuvre, mais de gros espoirs sont mis dans des composés binaires tels que phosphore-aluminium, indium-antimoine etc... Les calculs théoriques montrent en effet que pour certains de ces composés la mobilité des porteurs minoritaires atteint des valeurs énormes, d'où réduction des temps de transit : à structure égale les transistrons obtenus auraient des fréquences limites très supérieures à celles des éléments au germanium. L'emploi de ces composés, à l'étude dans de nombreux laboratoires, se heurte à la difficulté de la purification, il faut en effet purifier d'abord chacun des éléments, puis ensuite, après réalisation du composé, purifier ce dernier pour éliminer les traces de chacun des corps simples qui jouent le rôle d'impuretés vis-à-vis du semiconducteur composé.

[1] PNIP et NPIN Junction Transistor Triodes. — Early. *B.S.T.J.* (Mai 54).

VII. — Mesure des transistrons.

Les paramètres conditionnant les propriétés des transistrons sont relativement nombreux, il existe des méthodes très diverses pour obtenir chacun d'eux. Les appareils décrits ci-dessous correspondent aux solutions adoptées par l'auteur dans le but d'allier la simplicité de réalisation à la précision et la facilité de lecture.

VII-1. — Tracé de caractéristiques.

Le réseau de caractéristiques du montage émetteur à la masse (voir figure III-4) donne immédiatement de nombreux et intéressants renseignements sur un transistron jonction ; un traceur de caractéristiques est donc l'appareil de contrôle rapide par excellence.

Le coude des caractéristiques dû à l'effet Zeener indique la tension instantanée maximum que peut supporter le transistron ; la pente d'une caractéristique donne l'impédance de sortie ρ_c ; l'écart de deux caractéristiques donne le gain en courant b ; la distance entre l'axe des V et la caractéristique $i = 0$ est égale au courant I_0, qui conditionne la sensibilité à l'élévation de la température.

Le réseau correspondant au montage base à la masse ne donne que peu de renseignements, tous les transistrons ayant, à l'effet Zeener près, les mêmes caractéristiques ($a \# 1$).

Le réseau de quelques caractéristiques peut être obtenu simplement avec un appareillage du genre de celui mis au point au C.N.E.T., représenté sur la figure III-6. Un oscilloscope à grand écran, avec amplificateurs à courant continu est employé sur la position « Lissajou », une chambre claire permet de tracer les courbes à la main sur du papier millimétré et évite l'attente du développement des systèmes à photographie, tout en résolvant le problème de marquage de l'étalonnage. L'oscilloscope est couplé au transistron à mesurer par un dispositif qui engendre des paliers variables, pour le courant de commande dans la base et une tension de balayage du collecteur. Le dispositif de couplage ne comprend aucun tube, des diodes permettent l'obtention, à partir du secteur, des paliers convenables à un niveau stabilisé et variable à volonté. La symétrie du générateur de paliers permet de mesurer des transistrons de tous les types (pointes, jonction *NPN* et *PNP*) en n'importe quel domaine du plan V-I par la manœuvre de quelques commutateurs.

VII-2. — Eléments du schéma équivalent.

Le gain b, ρ_c ou r_c sont aisé à mesurer sur le réseau de caractéristiques, le problème reste donc de déterminer r_b, r_e, γ et C. Une difficulté tient à la nécessité d'alimenter le transistron pendant la mesure ; pour faciliter les manœuvres il est pratique d'utiliser une stabilisation à deux sources (fig. III-2.1) qui permet de régler V et I indépendamment. La valeur de C est déduite d'un équilibre au pont (fig. VII-1) : le transistron, polarisé à travers une résistance élevée S, (ce qui est possible en raison de la faible valeur de i_0) présente en basse fréquence (quelques kilocycles) une impédance Z_{22} équivalente à ρ_c et $C\,(b+1)$ en parallèle. Une résistance de charge R de quelques milliers d'ohms provoque une chute

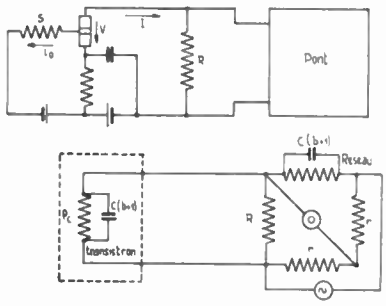


Fig. VII-1. — Mesure de $C\,(b+1)$ par lecture directe (Rapport 1 des bras du pont).

de tension raisonnable, elle se compose avec ρ_c ; l'équilibre étant réalisé avec un rapport des bras du pont égal à un, la capacité $C\,(b+1)$ est lue directement sur la boîte de capacité variable ; la résistance variable en parallèle avec le condensateur n'est pas prise en considération, on en déduirait ρ_c avec une mauvaise précision en raison de la présence de R.

La détermination préalable de b permet de calculer C ; l'équilibre est facilité par la valeur importante de la capacité mesurée, bien supérieure à C.

Le même appareil permet de déterminer aussi simplement r_b, γ et r_e ; pour cela, sans changer l'alimentation, on place un fort condensateur aux bornes de R pour assurer le court-circuit du collecteur, l'impédance vue entre base et émetteur comprend alors la résistance r_b en série avec $r_e\,(b+1)$ et γ en parallèle.

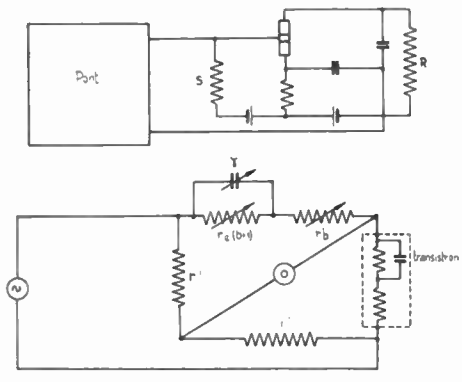


Fig. VII-2. — Mesure de r_b, $r_c\,(b+1)$ et γ par lecture directe.

Un premier équilibre (fig. VII-2), à une fréquence de l'ordre du mégacycle, permet d'obtenir directement r_b, γ étant négligeable ; ne touchant pas à la valeur r_b il suffit d'utiliser un ensemble R-C parallèle variable en série avec r_b pour obtenir immédiatement $r_e\,(b+1)$ et γ par un équilibre à quelques kilocycles. Un rapport des bras du pont égal à 1 permet de lire directement les valeurs cherchées sur les graduations des éléments variables.

VII-3. — Facteur de bruit.

Une méthode simple et précise consiste à inclure le transistron à mesurer convenablement polarisé en tête d'une chaîne d'amplification comprenant par exemple trois transistrons alimentés par pile (fig. VII-3). L'ensemble est sous châssis métallique pour

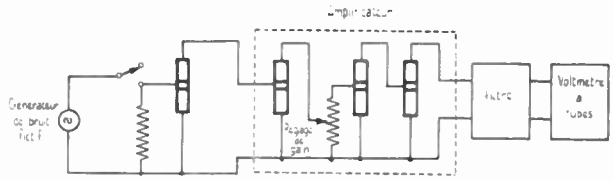


Fig. VII-3. — Mesure du facteur de bruit d'un transistron. Schéma de principe (ensemble blindé jusqu'au filtre).

éviter les inductions parasites. Un filtre passe bande centré sur 1 000 p/s limite la bande transmise. Le facteur de bruit variant peu avec l'impédance du générateur, quand celle-ci est de l'ordre de grandeur de R_{11} une résistance fixe de 600 ohms est placée dans la base du transistron à mesurer.

Dans une première manœuvre un courant fictif de bruit connu, correspondant par exemple à un facteur de bruit de 60 dB, est injecté sur la base du transistron à mesurer. Le gain de la chaîne est alors réglé pour ramener le niveau à la sortie à coïncider avec la graduation 60 dB d'un voltmètre à lampe. Il suffit de couper le bruit fictif pour lire directement le facteur de bruit en dB sur le voltmètre. La méthode élimine deux inconnues gênantes, le gain et l'impédance d'entrée du transistron.

VII-4. — Influence de la température.

L'influence de la température s'obtient généralement en considérant l'effet de celle-ci sur le réseau de caractéristiques, le courant I_0 croît rapidement ρ_c décroît. Il convient de ne pas trop pousser le balayage V-I pendant le relevé des caractéristiques, pour ne pas échauffer le transistron et fausser la connaissance de la température réelle de celui-ci.

VII-5. — Courant de saturation.

On est souvent obligé de mesurer I_0 et I_{c0} directement, par exemple parce que I_0 est trop faible pour être lu sur le traceur de caractéristiques, ou que l'on désire avoir I_{c0} avec une précision supérieure à celle donnée par la relation approchée $I_0 = I_{c0}\,(b+1)$.

Il suffit de lire le courant collecteur dû à une source de faible tension et de faible résistance lorsque l'électrode d'entrée est ouverte (émetteur ou base). Une pile de 1,5 V et un micro-ampèremètre permettent de faire une telle mesure (Fig. VII-4).

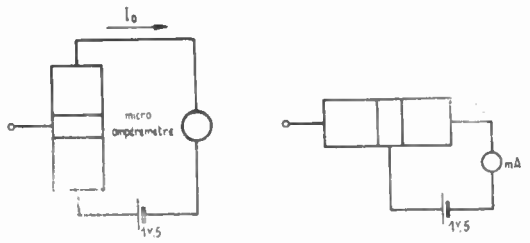


FIG. VII-4. — Mesure précise de I_0 et I_{co}.

VII-6. — TRANSISTRON-MÈTRE DE POCHE.

Une simple pile de poche pouvant servir à l'alimentation d'un transistron, il est possible de faire des appareils de mesures simples et de faible encombrement. Un appareil de mesure du gain en courant b a été réalisé pour les mesures sur chantier, il comprend un voltmètre - ohmmètre auquel on adapte un dispositif comprenant un contacteur un potentiomètre et deux résistances ; la pile de l'ohmmètre sert de source d'alimentation ; l'ensemble pourrait être introduit dans un appareil universel (milliampèremètre, voltmètre, ohmmètre, capacimètre) en utilisant des éléments déjà existants.

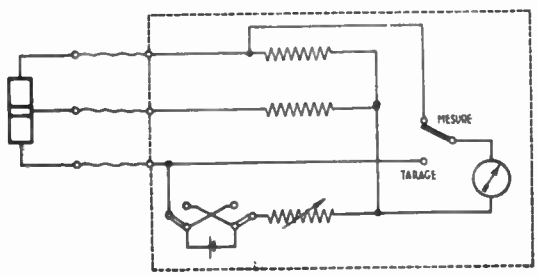


FIG. VII-5. — Transistron-mètre de poche.

Le transistron débite en permanence dans une résistance faible (fig. VII-5) la tension est réglée à 3 volts par le potentiomètre dans une opération analogue au tarage avant mesure d'une résistance. Le courant i injecté dans la base est fixé par le tarage, la lecture de la tension aux bornes de la faible résistance de charge donne le gain b par lecture directe sur la graduation du voltmètre. La sensibilité peut être modifiée à volonté en changeant simplement la résistance définissant le courant i. L'appareil utilisé en pratique comporte les sensibilités 0-60 et 0-120 (lecture sur une graduation de 0 à 60).

La mesure peut être complétée si besoin est par une détermination de r_c et ρ_c à l'ohmmètre ; cette mesure ne donne pas une valeur exacte des résistances en raison de l'existence des courants I_{co} et I_0, mais elle met en évidence un défaut portant sur I_{co} ou sur r_c.

La précision obtenue sur b est excellente, à condition de ne pas utiliser le dernier cinquième de la graduation (forts gains). Le changement de sensibilité permet donc de mesurer avec précision un transistron de gain en courant quelconque.

BIBLIOGRAPHIE

MUELLER, PANHOVE. — A PNP Triode Alloy-Junction Transistor for R-F Amplification. *P.I.R.E.* (Fév. 54).

R.L. TRENT. — Stabilized Single Transistor Binary Counter.

A.W. LO. — Transistor Trigger Circuits. *P.I.R.E.* (Nov. 52).

WILLIAMS-CHAPLIN. — A Method of Designing Transistor Trigger Circuits. *P.I.E.E.*, Part III (Juillet 53).

Transistor Circuits R.F. Shea.

UN IMPÉDANCEMÈTRE A LECTURE DIRECTE SUR ABAQUE DE SMITH

PAR

Rolf EICHACKER

Ingénieur à la Société Rohde et Schwarz

Plus la technique HF se dirige vers les fréquences très élevées, en l'occurence les ondes ultracourtes, décimétriques et même centimétriques, plus la détermination des quantités caractéristiques, comme les impédances et les constantes de propagation, devient difficile et pose de problèmes — tant du point de vue technique qu'économique. Cette dernière expression paraît un peu surprenante, mais elle est justifiée.

Examinons le cours du développement de la technique de mesure dans le domaine des ondes très courtes.

Le premier instrument à détecter la longueur d'ondes, à évaluer l'amortissement des corps solides et liquides, à se rendre compte visuellement du genre de propagation des ondes et de leur caractère nonstationnaire était le système Lecher.

Après avoir reconnu les difficultés d'une mesure symétrique à ces fréquences, on la quittait en faveur d'une mesure assymétrique, qui offre tous les avantages d'une géométrie facile à manier, sous la forme d'une ligne coaxiale et d'un blindage excellent contre toutes espèces de parasites extérieurs. Le résultat d'une expérience longue de dix ans fut la ligne de mesure coaxiale qui depuis et malgré d'autres réalisations — ponts ou procédés de résonnance — a toujours gardé son importance comme standard d'impédance et comme instrument de base pour leur détermination. Néanmoins elle est restée un instrument physique plutôt que technique. On ne peut s'en servir sans avoir consacré un temps considérable à l'étude des phénomènes sur les lignes, et même alors l'évaluation graphique ou par le calcul demande des délais souvent incompatibles avec les exigences d'une mesure industrielle.

Quelles sont donc les qualités d'un appareil répondant à ces exigences ? Le développement des câbles Hertziens, des communications multiplex, des dispositifs de sécurité aérienne, demande des milliers de points de mesure qui, comme une mosaïque, composent un ensemble. On exploite ces résultats sous forme de courbes sur un abaque particulier au problème considéré : c'est là la partie intéressante d'une étude industrielle qui permet de déduire les défauts recherchés et d'y pallier.

Or, il est indispensable de réduire la durée de la mesure même au minimum possible et d'obtenir le résultat sous une forme directement exploitable, c'est-à-dire sans calcul et sur abaque convenant le mieux aux besoins de l'opérateur, et cela sans perte de précision.

Revenons aux possibilités qu'offre une ligne de mesure, même modifiée. Les relations entre la tension prélevée le long de la ligne et les grandeurs à mesurer, à savoir l'impédance ou l'admittance d'une charge inconnue, sont assez complexes. Par contre, l'abaque de Smith, transformation homographique d'un plan de coordonnées polaires représentant le coefficient complexe de réflexion r se prêtera au mieux à une détermination rapide, pourvu qu'on dispose du coefficient de réflexion de la charge à mesurer (impédance Z_I) fermant une ligne homogène d'impédance caractéristique Z_0. Il s'écrit :

$$r_I = \frac{Z_I - Z_0}{Z_I + Z_0}$$

Une méthode permettant de le déduire de la répartition de la tension, à l'aide de plusieurs sondes, a déjà été décrite (3,5). En dépit des inconvénients que présente la réalisation de quatre éléments de caractéristique identiques à déplacer en fonction de la fréquence, cette solution constitue déjà un progrès considérable.

L'invention du coupleur directif a finalement permis de prélever une tension rigoureusement proportionnelle en amplitude et en phase à la tension réfléchie par la charge Z_I et de la comparer à une tension analogue correspondant à une réflexion connue. Ce coupleur est un élément de construction simple, placé à un endroit fixe dans le champ électromagnétique du coaxial (ou d'un guide) et permet une résolution des ondes incidentes et des ondes réfléchies à mieux que $2 \cdot 10^{-3}$, valeur qui dépasse de loin les possibilités d'une ligne de mesure normale.

L'exposé suivant a pour but la présentation du principe et de la réalisation d'un appareil à coupleurs

directifs permettant la détermination et la représentation en lecture directe sur abaque de Smith (ou abaques dérivés) de l'impédance ou de l'admittance ainsi que des constantes de propagation entre 30 et 300 MHz.

PRINCIPE.

Comme on le voit sur la figure 1, la sortie d'un générateur de mesure est reliée à un T répartissant l'oscillateur hétérodyne commun et amplification en moyenne fréquence, on procède d'abord à la comparaison des amplitudes à l'aide d'un instrument à cadre mobile, correspondant à l'amplitude de référence, et d'un galvanomètre à miroir dont le faisceau réfléchi marque un spot lumineux à réticule sur l'abaque de Smith. Ce spot se déplace de $Z_I/Z_0 = 1$ ($r_I = 0$) sur une droite vers le cercle des réactances ($r_I = 1$). L'étalonnage se fait en courtcircuitant les deux coaxiaux et en réglant les deux déflexions à leurs valeurs maxima en agissant

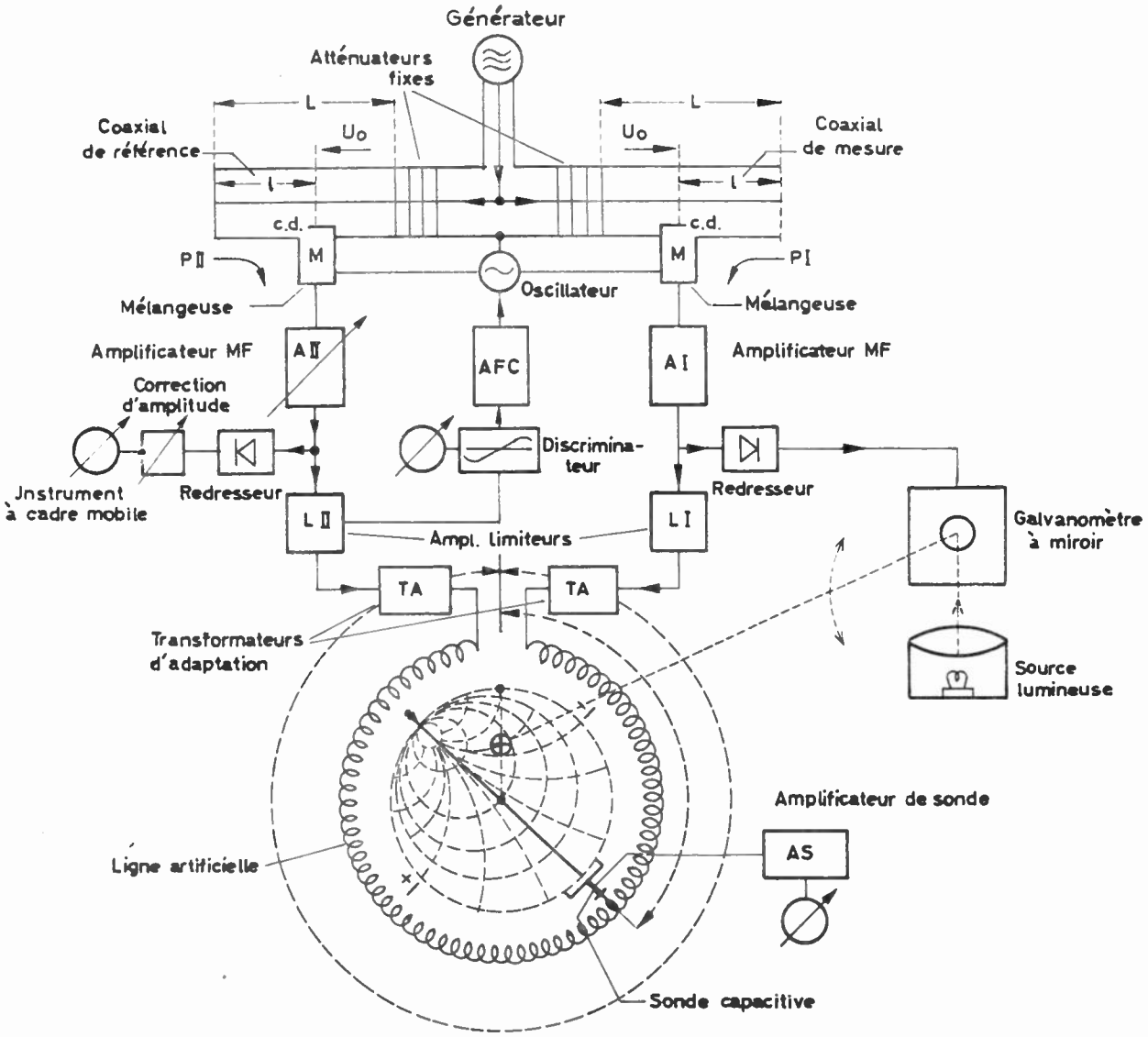


FIG. 1. — Schéma de principe d'un impédancemètre utilisant des coupleurs directifs

l'énergie incidente à travers deux affaiblisseurs adaptés sur Z_0 dans deux coaxiaux identiques, dénommés coaxial de mesure et coaxial de référence, l'un fermé sur l'impédance à mesurer Z_I, l'autre sur une impédance de référence Z_r dont le module et l'angle de phase sont indépendants de la fréquence (court-circuit). Les coupleurs directifs mentionnés plus haut sont montés symétriquement par rapport aux deux extrémités des coaxiaux et fournissent deux tensions proportionnelles aux composantes réfléchies par Z_I et Z_r. Après transposition par sur le niveau de sortie du générateur. Le spot du galvanomètre devra se trouver sur le cercle extérieur, tandis que l'aiguille de l'appareil à cadre sera sur le trait rouge, cette dernière déflexion étant susceptible d'être corrigée par un potentiomètre au fur et à mesure du vieillissement des amplificateurs. L'abaque peut être tourné autour de $Z_I/Z_0 = 1$, grâce à un roulement à billes. Si l'on dispose l'axe réel de l'abaque horizontalement, la déflexion du spot donne immédiatement les grandeurs $U\text{min}/U\text{max}$ ou le taux d'ondes stationnaires en

tension (TOS). Pour reporter le déphasage entre les tensions MF, voire l'angle de phase du coefficient de réflexion sur le plan polaire transformé, nous avons disposé autour de l'abaque une ligne à retard dont les deux extrémités sont alimentées respectivement par les deux tensions MF après leur nivellement dans deux limiteurs. Deux trains d'ondes de même amplitude progressent ainsi sur la ligne l'un vers l'autre et s'annulent à l'endroit où leurs phases sont opposées. Ce minimum est détecté à l'aide d'une sonde tournante munie d'un amplificateur de sonde et reliée à l'abaque tournant par l'intermédiaire d'un engrenage de précision. Le procédé de mesure est donc le suivant : accord de l'oscillateur hétérodyne à la fréquence de mesure choisie sur le générateur ; réglage du niveau de sortie du générateur, de sorte que l'instrument de référence d'amplitude marque le trait rouge (correspondant à 100 % de réflexion) : réglage angulaire de l'abaque sur le minimum de la ligne à retard et lecture directe de l'impédance ou de l'admittance cherchée à l'aide du spot lumineux.

Description de l'appareil.

Les éléments VHF.

Afin que l'amplitude et la phase des signaux des tensions secondaires des coupleurs dépendent exclusivement de la charge terminale des coaxiaux, il faut absolument éviter les réflexions parasites entre cette charge et l'impédance interne de la source. Cette dernière devra donc être adaptée à quelques pourmille près à l'impédance caractéristique des coaxiaux. Les deux éléments atténuateurs incorporés à cet effet dans les lignes sont constitués par des cellules ohmiques en T. Même condition pour la perturbation causée par les coupleurs directifs, qui se tient pratiquement en dessous de 1 à 2 ‰ de réflexion.

Correspondant au principe de l'antenne Bewerage, les coupleurs directifs sont formés par deux lignes fermées sur leur propre impédance caractéristique

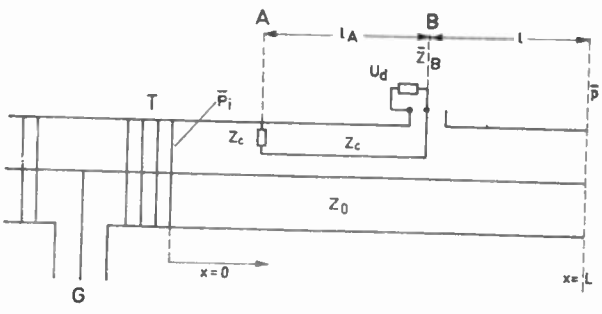


FIG. 2. — Les coupleurs directifs

et couplées directement au champ coaxial. En utilisant les notations de la figure 2, la tension directive U_d peut s'écrire :

$$U_d = 2jkU_0 \sin \beta l_A \cdot \frac{\bar{Z}_B}{Z_c + \bar{Z}_B} \cdot \frac{\bar{r}\, e^{-j\beta(L+l+l_A)}}{1 - \bar{r}\,\bar{r}_I\, e^{-j2\beta L}} \qquad (2)$$

Dans cette équation, k représente le couplage, U_0 la tension incidente dans les coaxiaux, Z_c l'impédance caractéristique des coupleurs, $\bar{Z}_B$ l'impédance d'entrée des mélangeurs, $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ le déphasage par cm et $\bar{r}_I$ la réflexion interne de la source qu'on s'efforce de supprimer. La directivité des coupleurs est de l'ordre de 50 dB dans toute la gamme de 30 à 300 Mc/s.

On voit que tous les éléments exposés au champ HF sont fixes et par conséquent non soumis au vieillissement par usure mécanique.

Changeurs de fréquence et amplificateurs MF.

Le changement de fréquence se fait dans deux tubes EF 800, tubes de longue durée qui reçoivent tous deux une tension identique en amplitude et phase fournie par l'oscillateur local équipé d'un tube EC 81. Ainsi on conservera en MF les relations entre les amplitudes et les phases des signaux HF prélevés pourvu qu'une condition supplémentaire soit remplie : la symétrie du dispositif mélangeur. Cette symétrie comprend la caractéristique des tubes et les parties réactives des impédances d'entrée des mélangeurs.

L'utilisation d'un oscillateur local commun présente le risque d'une interférence mutuelle entre les deux canaux symétriques, autant en HF qu'en MF. Le canal de référence travaille toujours à 100% d'amplitude, tandis que l'amplitude dans le canal de mesure peut varier entre 0 % et 100 %. Pour éviter cet inconvénient, un diviseur capacitif a été prévu, fournissant environ 1 volt aux étages mélangeurs sans pourtant laisser passer plus de 1 à 2 ‰ d'amplitude HF ou MF d'un canal à l'autre.

Les amplificateurs MF possèdent des caractéristiques identiques et amènent les tensions fournies par les deux changeurs de fréquence à un niveau permettant un redressement linéaire dans une plage d'environ 10 dB. La largeur de bande des amplificateurs a été fixée à 70 kc/s dans les deux étages. Tenant compte de la constance de fréquence d'un générateur de mesure normal, un réglage automatique de la fréquence de l'oscillateur a été prévu, ramenant les variations de la MF à une fraction de celles de la HF. Le redressement des tensions du canal de référence se fait sur la grille du premier limiteur, tandis qu'une diode compensée, indépendante des limiteurs, effectue la détection rigoureusement linéaire dans le canal de mesure.

Une qualité fondamentale des amplificateurs MF consiste en un temps de groupe stable et rigoureusement identique dans les deux canaux, autant en fonction des variations légères de la MF que des variations de température. Grâce à des condensateurs céramiques à coefficients de température négatifs et positifs, les circuits résonnants ont pu être soigneusement compensés de façon qu'en régime permanent et pendant une période de mesure d'environ 15 minutes, les fluctuations relatives de fréquence ne dépassent pas 10^{-4}.

La ligne à retard.

Le minimum de tension sur la ligne à retard, déterminant l'argument du coefficient de réflexion, est dû à l'interférence de deux ondes MF injectées aux deux extrémités de la ligne. Une condition supplémentaire pour que la position de ce minimum soit uniquement fonction du déphasage entre les deux ondes à l'entrée réside dans une adaptation parfaite de ces entrées par rapport à l'impédance caractéristique de la ligne à retard.

Cette condition étant remplie, la tension nulle s'établit, comme on voit, par un calcul simple, à l'endroit où :

$$\beta_L \cdot x = \frac{\beta_L L_L + \varphi_I}{2} \qquad (3)$$

φ_I est l'argument de $\overline{r_I}$

$\beta_L = \frac{2\pi}{\lambda_L} = \frac{2\pi f_M}{v_L} = \frac{\omega}{v_L}$ est le déphasage par cm de la ligne à retard avec :

λ_L = longueur d'onde sur la ligne ;

v_L = vitesse de phase sur la ligne ;

$\beta_L . L_L$ = longueur électrique de la ligne, c'est-à-dire une constante puisque f_M = const.

$\beta_L . x$ = longueur électrique entre le point zéro et l'une des deux entrées.

De l'équation 3, on peut déduire que la longueur électrique nécessitée pour la détection de tous les angles possibles est de 180°, qu'il faut relier aux 360° de l'abaque polaire du coefficient de réflexion. En outre un recouvrement d'environ 10° de part et d'autre de la longueur utile est prévu afin de permettre une vérification aisée de la constance de l'ensemble. Du point de vue mécanique ces 180° enroulés représentent 270° d'angle trigonométrique qui, à l'aide d'un engrenage intermédiaire sont transformés en 360° mécaniques. Un tour complet de l'abaque correspondra donc à une rotation de 270° de la sonde. Les deux extrémités de la ligne sont séparées l'une de l'autre par un angle libre d'environ 30° pour éviter des couplages parasites. L'erreur maximum sur $\beta_L \cdot x$, due à une réflexion éventuelle des deux extrémités serait :

$$\Delta\beta_L \cdot x = \frac{r_{L_I} + r_{L_{II}}}{2} \qquad (1)$$

Pourvu qu'une telle réflexion reste en-dessous de 5 ‰, valeur pouvant être facilement tenue avec une MF de 10 Mc/s, l'erreur maximum (maximum parce que les angles φ_{L_I} et $\varphi_{L_{II}}$ peuvent être différents) ne dépassera pas 20′.

Du point de vue constructif, la ligne à retard consiste en une bobine enroulée sur un noyau isolant, tourné en forme d'anneau, à section strictement homogène, dont les spires sont chargées individuellement par des condensateurs de même valeur, de sorte que chaque élément n'apporte que 10° de déphasage rendant ainsi possible l'obtention d'une courbe de sondage continue et lisse.

Grâce à la constance et à l'homogénéité de ces éléments, l'impédance caractéristique et la vitesse de phase ne varient plus que de $\pm$ 5 ‰ autour de leur valeur nominale. La figure 3 permet de voir quelques détails constructifs de cette ligne

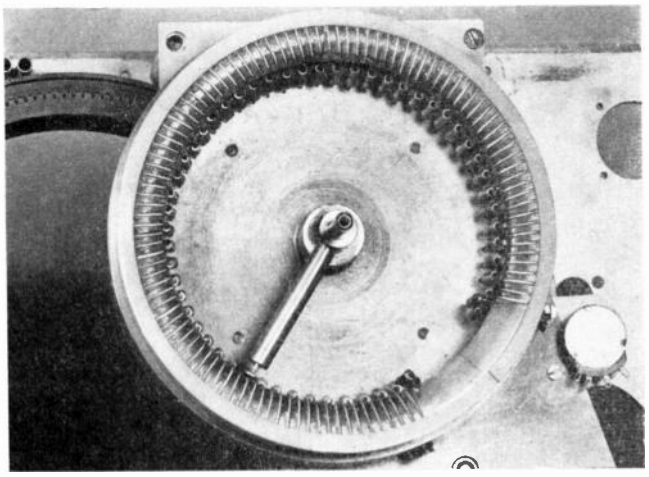


Fig. 3. — L'intérieur de la ligne à retard

Utilisation de l'appareil.

Etude d'impédances et admittances.

Lorsque l'on veut tracer une courbe d'impédance en fonction d'un paramètre variable, par exemple l'impédance d'entrée d'une antenne en fonction de la fréquence, on connaît souvent l'allure générale de cette courbe.

On peut prévoir s'il va s'agir d'une fonction de résonance série ou parallèle et quels vont être les éléments nécessaires à une compensation éventuelle, à savoir des réactances en parallèle ou en série. En fonction de chaque cas particulier, on choisira donc la représentation série ou parallèle de l'abaque de Smith (position normale ou décalée de 180°), afin de permettre une évaluation directe sur l'abaque des éléments réactifs de compensation.

La majorité des mesures, ou du moins la partie la plus intéressante de ces mesures, se déroulera au voisinage du centre de l'abaque, près de l'adaptation parfaite. Nous avons tenu compte de ce fait en prévoyant une présentation dilatée dans le rapport de 1 à 3 obtenu grace à une augmentation de sensibilité du galvanomètre. La précision reste la même, mais la rapidité et la facilité des opérations se trouvent nettement améliorées.

Il reste encore à mentionner que l'appareil se contrôle rapidement en courtcircuitant simultanément les deux coaxiaux. Les deux canaux réfléchissant des signaux de même amplitude et de même phase, on corrige, en cas de variation de l'amplification ou d'un déphasage de l'ensemble, l'amplitude par un potentiomètre dans le circuit de référence et la phase par un trimmer dans le circuit de résonnance entre les deux limiteurs du même canal. Ce contrôle étant

effectué, la précision des mesures correspondra aux limites d'erreur indiquées plus bas.

Mesures d'objets à distance par l'intermédiaire de câbles.

Souvent il sera nécessaire de relier l'appareil à l'élément à mesurer par l'intermédiaire d'un câble plus ou moins long. Dans la technique des mesures habituelles sur lignes, on connaît deux méthodes permettant de tenir compte du déphasage qui en résulte :

1° On transpose l'impédance mesurée à la sortie de l'appareil à l'extrémité du câble par le calcul ou par un procédé graphique dans l'abaque de Smith ;

2° On détermine un point de référence sur la ligne de mesure, distant électriquement de $n \cdot \lambda/2$ ($n = 1, 2, 3, \ldots$) de l'élément à mesurer et on mesure la distance du minimum à ce point.

Ces deux procédés présentent l'inconvénient d'opérations complexes à reprendre pour chaque fréquence et seront d'autant plus coûteux que le nombre de mesures sera plus élevé. En se référant à la figure 1, on verra que le principe adopté offre les mêmes avantages pour une mesure à travers un câble que si l'objet était branché directement à la sortie de la ligne coaxiale de mesure. Il suffit de brancher un second câble de même longueur que le câble de liaison au coaxial de référence pour éliminer le déphasage du résultat. Cela veut dire que l'impédance lue sur l'abaque est l'impédance à l'extrémité « charge » du câble de liaison. La figure 4 montre le « *Z-g* — Diagraph » au cours d'une mesure d'antenne.

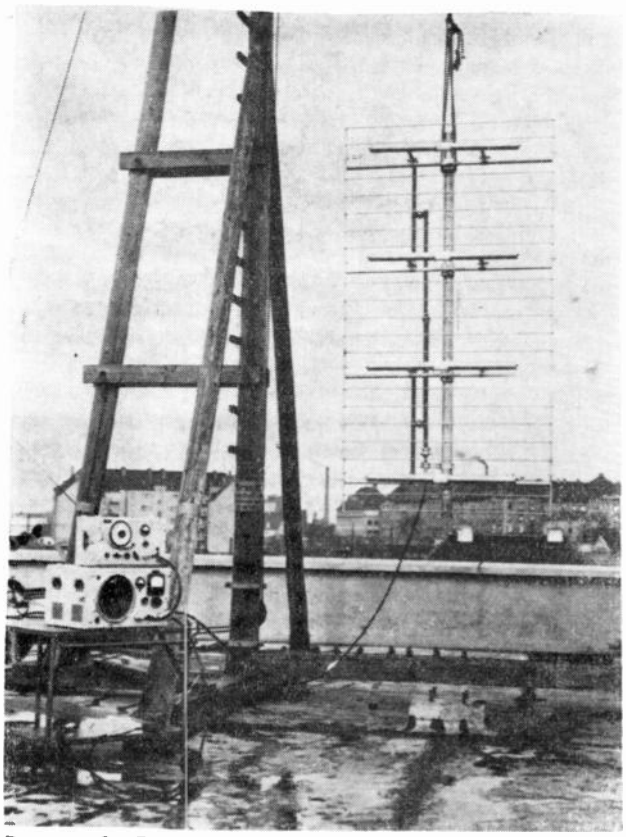


FIG. 4. — Le *Zg* — Diagraph en cours de la mesure d'une antenne « Papillon ».

On ne pourra malheureusement pas éviter que les inhomogénités des câbles interviennent dans le résultat. Pour les longueurs dépassant quelques mètres, on choisira donc un câble de section plus forte qui, en général, sera plus homogène qu'un câble à section faible. Il en est de même pour les fiches de connexion dont le montage devra être très soigné.

Mesures symétriques.

Les difficultés rencontrées lors des mesures sur des éléments symétriques augmentent avec la fréquence. La plupart des appareils de mesure fonctionnant au-dessus de 30 MHz sont basés sur un principe asymétrique, évitant ainsi les erreurs dues à la coexistence de deux canaux de mesure devant être identiques en amplitude et en phase.

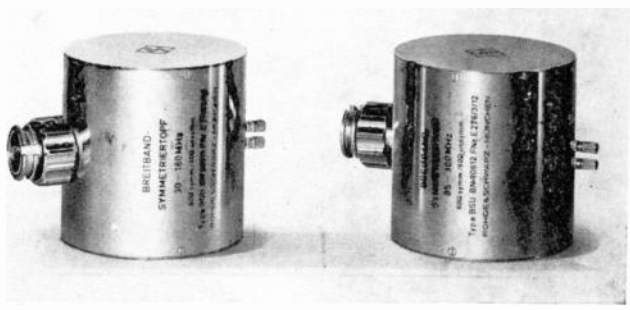


FIG. 5. — Dispositif de transformation symétrique/asymétrique.

La technique des ondes métriques nécessite, en particulier dans le domaine des antennes, de nombreuses mesures symétriques.

Le dispositif représenté sur la figure 5 est un transformateur de rapport 1:1 constitué par deux

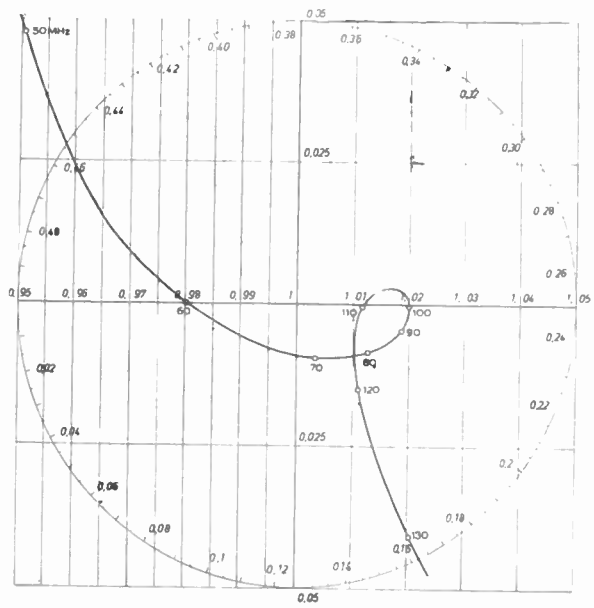


FIG. 6. — Impédance d'entrée de la boîte symétrique, la sortie symétrique étant fermée sur une résistance de 60 ohms.

morceaux de câble enroulés, de longueur $\lambda/4$, montés en push-pull et transformant ainsi un signal injecté dans la fiche coaxiale en signal symétrique. L'erreur de symétrie est inférieure à 1 %.

Le diagramme de la figure 6 permet de se faire une idée des erreurs d'adaptation dues aux réactances internes lorsqu'on ferme le transformateur précédent sur une résistance pure de 60 ohms. L'influence de ces réactances augmente avec la valeur de la charge. Cela signifie que la gamme de fréquence couverte avec une erreur faible (< 1,04) sera d'autant plus réduite que les charges symétriques à mesurer seront dissemblables. Dans la bande 3 de la télévision allemande, et pour une résistance de 240 ohms, l'erreur reste, malgré tout faible (voir fig. 7).

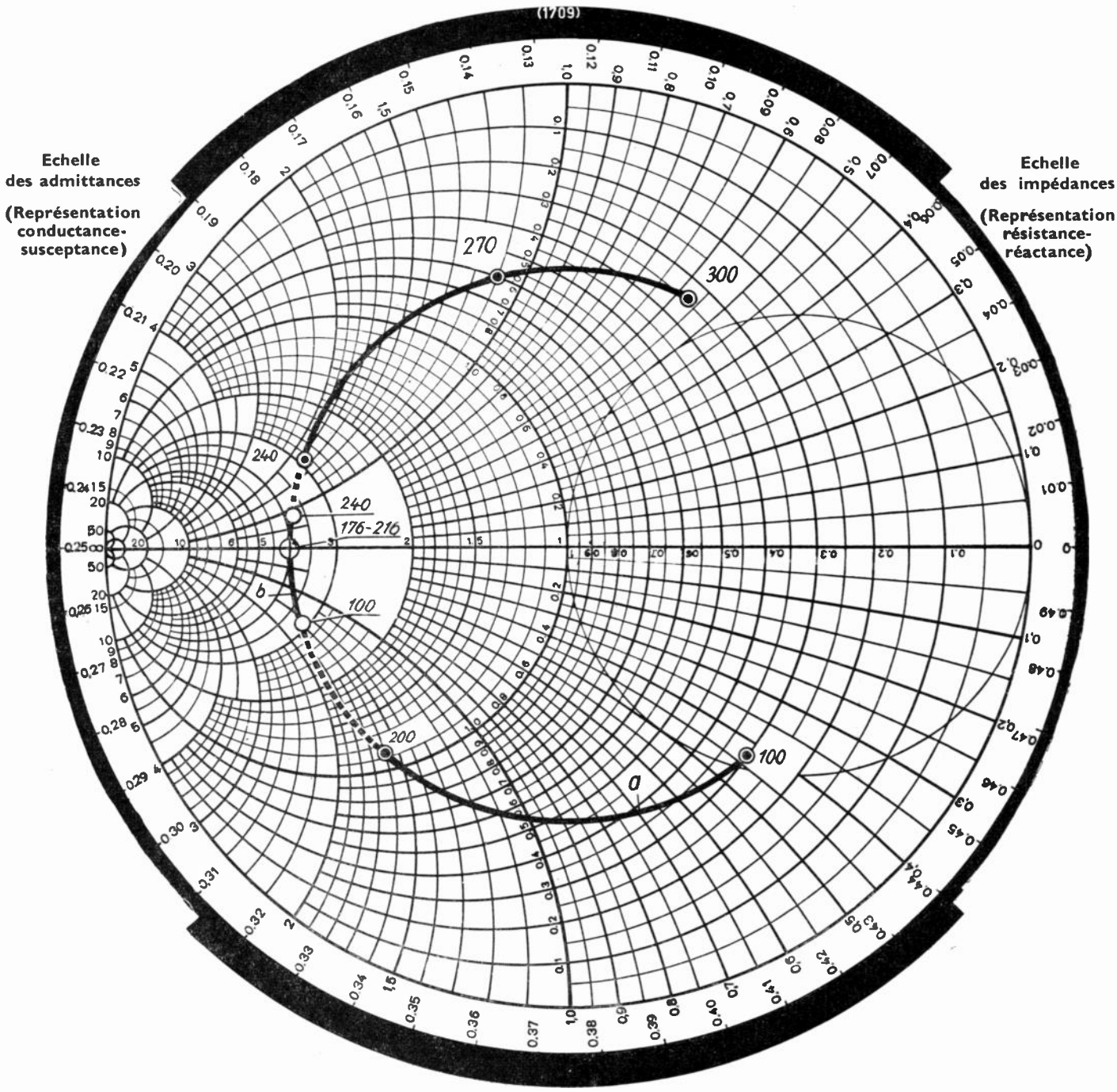


FIG. 7. — *a*) Impédance d'entrée de la boîte symétrique, la sortie étant fermée par une résistance de 240 ohms.

b) Impédance d'entrée par rapport au plan de sortie de la boîte symétrique, la longueur électrique du balun étant éliminée. Le petit cercle autour de y représente la zone d'erreur, le balun étant fermé sur 240 Ω très précis.

Les deux courbes présentées sur la figure 7 se réfèrent aux bornes symétriques. On les a obtenues en éliminant la longueur électrique du balun (dont l'impédance caractéristique est égale à Z_0) à l'aide d'un câble de référence de même déphasage.

Lorsque les éléments à mesurer sont éloignés, il est recommandé de brancher le transformateur directement sur l'élément à mesurer et d'établir la liaison par câble coaxial.

La mesure des constantes de transmission.

Les qualités de transmission d'un réseau électrique peuvent être entièrement déterminées par la mesure de différentes impédances, suivie d'un calcul ou d'une évaluation graphique.

L'appareil décrit offre les mêmes avantages pour leur détermination directe que nous avons fait ressortir pour les impédances et les admittances. Si l'on relie l'entrée du réseau en question au canal de référence et la sortie au canal de mesure, on peut, à la condition d'alimenter le dispositif directement à l'entrée du réseau, étalonner un abaque polaire en unités d'atténuation et de déphasage se référant au canal de mesure. L'étalonnage du dispositif fig. 8 se fait en reliant les deux câbles identiques, après avoir retiré le réseau. L'atténuation et le déphasage étant nuls respectivement, on corrige l'amplitude et la phase si besoin est, et on remet le réseau à sa place. L'injection du générateur devra se faire à travers une impédance très élevée de façon à ce que les extrémités du réseau soient fermées sur l'impédance caractéristique Z_0 des coaxiaux munis de leurs atténuateurs. L'influence du générateur étant ainsi éliminée et les deux voies de transmission du signal direct et du signal ayant traversé le réseau étant identiques, l'appareil est utilisable comme dans les mesures précédentes.

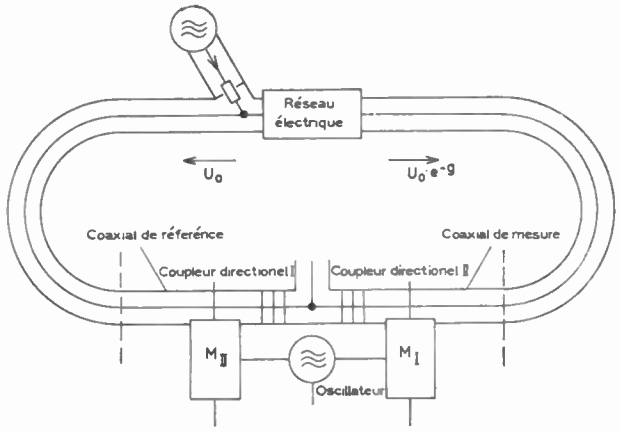


FIG. 8. — Schéma de l'entrée du *Zg* — Diagraph modifié pour la mesure directe des constantes de propagation.

Au cas où l'impédance caractéristique ne correspondrait pas à l'utilisation normale du réseau, on peut facilement interposer des transformateurs à l'entrée et à la sortie du réseau et mesurer ainsi les caractéristiques de transfert de l'ensemble. La figure 9 représente le montage et la courbe de transfert d'un filtre coaxial. Les rayons sont étalonnés en dB,

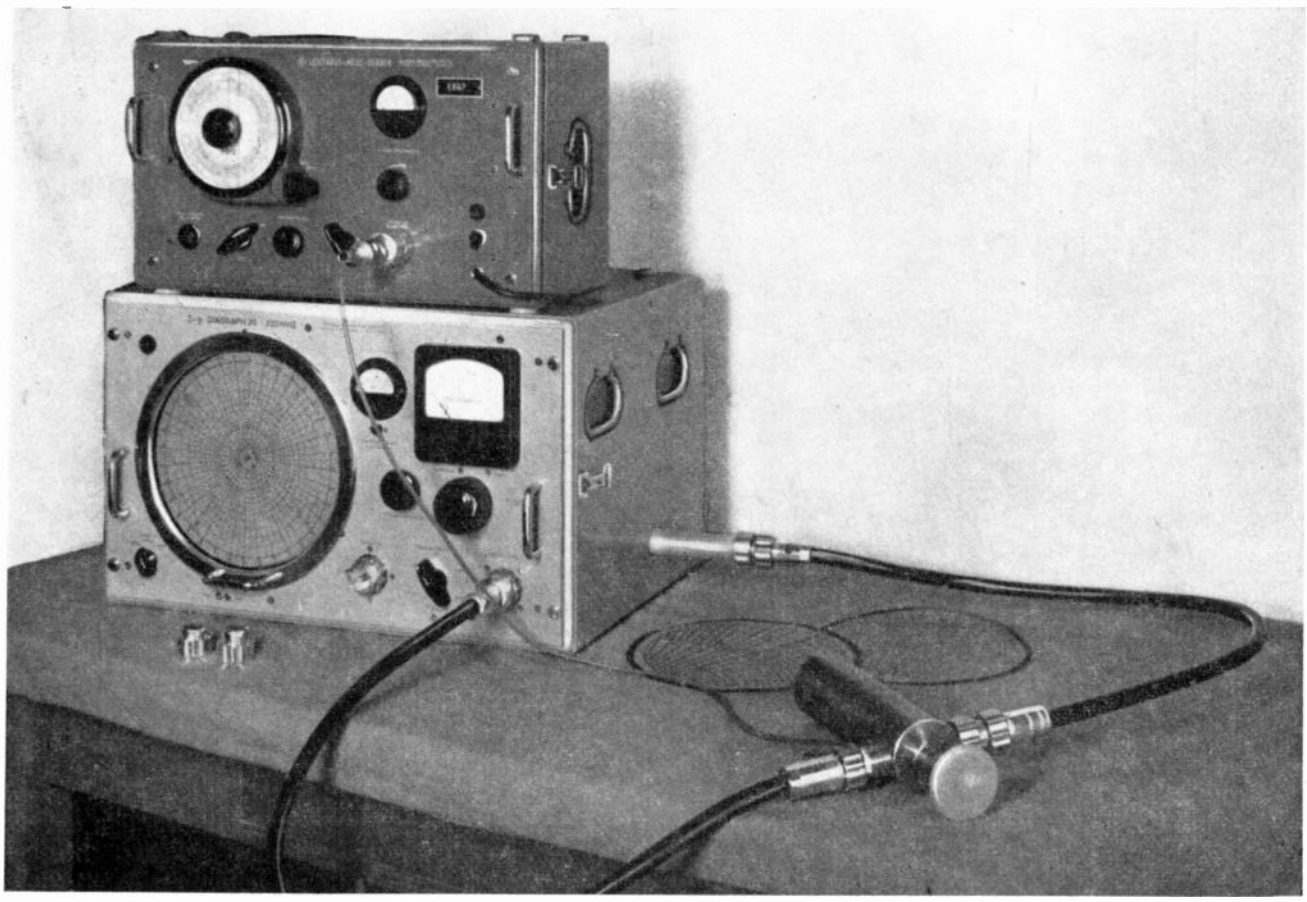


FIG. 9. — Mesure des constantes de transfert d'un filtre coaxial.

l'azimut en degrés (angle de phase), avec la fréquence comme paramètre, permettant ainsi une évaluation rapide de l'angle de transfert et de l'atténuation dans la bande passante ainsi que de la surtention du réseau chargé (qui dans le cas démontré, est de l'ordre de mille). La précision en fréquence de l'appareil rend possible la détermination de surtensions de quelques mille.

Finalement on peut, en contrôlant la fréquence par quartz et choisissant des intervalles égaux, déterminer le temps de groupe de réseaux passifs et actifs. Dans ce dernier cas (p.ex. amplificateur MF), on ramène les amplitudes de mesure au moyen de deux atténuateurs de valeurs convenables à l'entrée et la sortie du réseau à peu près au même niveau avant de procéder à la mesure.

PRÉCISION DE L'APPAREIL.

Moyennant les différentes erreurs de mesure possibles dans les parties HF et MF, y compris la ligne à retard, on a, pour les impédances voisines de $Z_1/Z_0 = 1$, un cercle d'erreurs de moins de 2 mm de diamètre, c'est-à-dire une erreur d'impédance de $\left|\frac{\Delta Z}{Z}\right| \leqslant 2\ \%$. Par rapport à l'étendue totale du plan complexe (200 mm de diamètre), l'erreur reste en-dessous de 2 mm + 0,03 r pour toutes les fréquences de fonctionnement prévues, l'étalonnage du zéro ayant été fait à une fréquence quelconque. Si l'on prévoit cet étalonnage spécialement pour une bande déterminée, l'erreur reste dans le plan entier en-dessous de 2 mm. L'erreur de l'angle de phase peut être maintenue inférieure à 1°.

Pour la mesure des atténuations et des phases on peut compter sur les erreurs suivantes :

Pour 1 dB	env. 0,2 dB	$\pm$ 1°
pour 10 dB	env. 0,4 dB	$\pm$ 3°
pour 30 dB	env. 4 dB	$\pm$ 20°

Pour une mesure du temps de groupe, on peut apprécier l'erreur, en supposant que les deux niveaux HF aient à peu près la même valeur, à 1° d'angle de phase, qui mène à environ 1,5. 10^{-9} s. d'erreur sur le temps de groupe, dans le cas de 2 MHz de variation de fréquence.

Les tensions de mesure dans les coaxiaux variant dans toute la gamme de fréquences entre 15 et 60 mV, on pourra donc procéder aux mesures des récepteurs sans risque de surexcitation de l'étage d'entrée.

BIBLIOGRAPHIE

[1] O. Schmidt, *Hochfrequenztechnick u. Elecktroakustik Bd.* 41, 1933, Nr. 1, p. 2 - 16.

[2] P. Smith, *Electronics*, 17, 1944, Nr. 1. — 12, 1939, Nr. 29.

[3] Samuel, *Proceedings of the Institute of Radio-Engineers*, 35, 1947, p. 1279 — 1283.

[4] Grosskopf, *Fernmeldetechnische Zeitschrift*, 1952, 7, p. 307-313.

[5] R. Eichacker, *Fernmeldetechnische Zeitschrift*, 1952, 11, p. 487-496.

[6] R. Eichacker, *Rohde & Schwarz Mitteilungen*, 1952, 2, p. 72-82.

VIE DE LA SOCIÉTÉ

RÉUNION DU BUREAU

Réunion du 17 février 1955.

Le Bureau s'est réuni le Jeudi 17 Février 1955 sous la présidence de M. H. PARODI, Président de la Société des Radioélectriciens.

Etaient Présents : MM. BESSON, BEURTHERET, BOUTHILLON, DEMAN, FROMY, DE MARE, MATRAS, MOULON, PICAULT, R. RIGAL.

Assistait à la Séance : M. AUBERT.

Etaient excusés : MM. CABESSA, CHARLET, DAVID, LESCHI, PONTE.

Au cours de cette séance les principaux points suivants ont été examinés :

1° Articles de synthèse dans l'Onde Electrique ;

2° Confrontation de techniciens européens de la Radioélectricité.

M. MATRAS développe l'idée d'une prise de contacts avec les Sociétés Radioélectriques européennes en vue d'une Union ultérieure. Une décision sera prise en Mars 1955.

3° Regroupement des Sections et création d'une Section de « Formation du Personnel Technique » et éventuellement d'une Section relative aux questions d'énergie nucléaire.

4° Questions diverses :

a) Participation éventuelle de la Société des Radioélectriciens à la Maison des Electriciens.

b) Congrès sur les Servo-mécanismes.

c) M. MATRAS donne connaissance au Bureau des lettres de remerciements envoyées par le Capitaine de Vaisseau MESNY et par Madame ABRAHAM.

d) M. LAGET est désigné pour représenter la Société des Radioélectriciens au Congrès de l'Association française pour l'Avancement des Sciences qui doit se tenir à Caen du 15 au 22 Juillet 1955.

Réunion du 30 mars 1955.

Le Bureau s'est réuni le mercredi 30 mars 1955 sous la présidence de M. H. PARODI, Président de la Société des Radioélectriciens.

Etaient présents : MM. P. BESSON, BEURTHERET, BOUTHILLON, BUREAU, CABESSA, CHARLET, P. DAVID, P. DEMAN, LIBOIS, MATRAS, MOULON, PICAULT, R. RIGAL.

Assistaient à la séance : MM. ABADIE, CAZALAS, CHARLES, TESTEMALE, SURDIN.

Etaient excusés : MM. FROMY, LESCHI, DE MARE, PONTE.

Au cours de la séance les principaux points suivants ont été examinés :

1° Réorganisation des Sections :

Il est envisagé d'une part de modifier les attributions de certaines Sections, d'autre part de créer deux Sections nouvelles l'une relative à l'énergie nucléaire, l'autre à la formation de personnel technique.

2° Congrès International des Tubes U.H.F. avec la Société Française des Ingénieurs Techniciens du Vide.

3° Echange de vues International des Sociétés Savantes s'intéressant à la Radioélectricité et à l'Electronique.

M. MATRAS rappelle que notre Société se propose d'organiser à Paris, une confrontation de quelques organismes intéressés au développement de l'électronique.

Le but de cette confrontation est d'assurer essentiellement un échange d'informations et, si possible, d'obtenir une ébauche d'organisation des Sociétés de techniciens de la Radioélectricité sur un plan qui dépasse le cadre national. Des contacts fréquents et étroits, seraient ainsi assurés permettant par une rationalisation du travail de documentation, de coordonner des efforts tous orientés vers le même but mais, jusqu'à maintenant trop dispersés pour avoir l'efficacité maximum.

Le Bureau donne son accord sur cette proposition et décide de préparer des visites et quelques conférences pour les personnalités marquantes que l'on pourrait inviter à l'occasion par exemple de l'Exposition de la Société Française de Physique.

4° Formation éventuelle d'un Comité Barthelemy.

M. CAZALAS expose le projet du Comité Supérieur Technique de la Télévision, de créer, en l'honneur de René BARTHELEMY un Comité groupant les représentants de diverses sociétés. Il est décidé que le Président de la Société des Radioélectriciens représentera celle-ci au sein de ce Comité.

RÉUNIONS EN SORBONNE

Réunion du Samedi 29 Janvier 1955.

Au cours de cette séance présidée par M. E. PICAULT, ancien Président de la Société des Radioélectriciens, M. R. FREYMANN, Professeur à la Faculté des Sciences de Rennes fit une communication sur « *Les Techniques d'étude des atomes et molécules par absorption hertzienne* ».

Cette conférence avait pour but de résumer l'ensemble des communications présentées au Colloque de Juin 1954, du groupement A.M.P.E.R.E. (Ce Colloque avait été organisé grâce à l'aide matérielle de la Société Française de Physique et de la Société des Radioélectriciens). Au cours de cette réunion, les techniques d'étude des atomes et molécules par des procédés radioélectriques ont été examinées, ainsi que quelques unes de leurs applications.

Trois groupes de questions ont été abordés :

I. — Absorption dipolaire Debye et propriétés diélectriques.

1° Techniques kilométriques (mesures en très B.F. : enregistrement automatique, mesures à de nombreuses fréquences). Techniques centimétriques (klystrons millimétriques ; stabilisation de fréquence ; mesures de haute précision) étude des liquides (en grand ou en faible volume) ; étude des poudres.

2° Applications : Défauts de réseau dans les solides ; applications à l'analyse chimique des poudres ; absorption de l'eau ; oxydes et catalyseurs ; composés organiques et biologiques ; propriétés magnétiques des solides.

II. — Résonance paramagnétique et ferromagnétique électronique. — Résonance paramagnétique nucléaire. — Résonance quadrupolaire nucléaire.

1° Résonance para et ferromagnétique électronique.

Montages de mesure (cavités cylindriques ou rectangulaires ; séparation de X′ et X″...).

2° Résonance paramagnétique nucléaire.

Montages de mesure (emploi de bobines avec une borne à la masse ; dispositifs fonctionnant en courant purement alternatif ou à champ purement constant).

Application aux mesures à très basse température.

3° Résonance quadrupolaire nucléaire.

Montages utilisés, notamment aux très basses températures.

4° Applications : Atomes à couches incomplètes. Radicaux libres. Formation de radicaux libres par irradiation à la pile atomique. Mesure de haute précision des champs magnétiques statiques.

5° Pouvoir rotatoire et biréfringence en ondes centimétriques.

WRH

III. — Etude des gaz.

1º Méthodes de mesure de ε' et de la dispersion de ε' pour les gaz.

2º Gaz excités en ondes centimétriques.

Réunion du Samedi 12 Février 1955.

A l'ordre du jour de cette réunion, présidée par M. H. Parodi, Président de la Société des Radioélectriciens, figuraient les trois communications suivantes rentrant dans le cadre des comptes-rendus de la XIe Assemblée Générale de l'U.R.S.I., La Haye 1954 :

« *Athmosphériques* » par M. R. RIVAULT, Ingénieur au L.N.R.

« *Troposphère* » par M. J. VOGE, Ingénieur des Télécommunications.

« *Ionosphère* » par M. D. LEPECHINSKY, Ingénieur en Chef au Bureau Ionosphérique Français.

M. RIVAULT rappelle que les travaux de la Commission IV de l'U.R.S.I. ont surtout porté sur l'étude des éclairs et des ondes qu'ils rayonnent.

Ces éclairs se traduisent par des phénomènes de sifflements formés de trains successifs d'ondes dont la fréquence décroît pendant un temps de l'ordre d'une seconde, le spectre de fréquences s'étendant de 100 c/s à 10 kc/s.

On distingue les sifflements longs et les sifflements courts.

Ces sifflements ont été étudiés en 1919 par BARKHAUSEN, en 1935 par EKERSLEY et enfin depuis 1951 par L.R.O. STOREY.

Le conférencier développe la théorie de Storey en discriminant les sifflements longs et les sifflements courts et étudie les trajets de propagations suivant les lignes du champ magnétique terrestre.

M. J. VOGE dégage les théories étudiées au sein de la Commission II de l'U.R.S.I. relatives aux conditions de propagation des ondes métriques, décimétriques et centimétriques. Ces ondes se propagent par champ de diffusion turbulente à des distances très grandes.

Cela est expliqué par le fait qu'une partie du rayonnement émis est diffusé par de petites hétérogénéités locales de la constante diélectrique de l'air liées à la turbulence athmosphérique dans la Troposphère et dans les basses couches de l'Ionosphère.

Le conférencier étudie ensuite la turbulence en faisant appel à la variation relative de la constante diélectrique de l'air en un point, à la fonction de corrélation reliant les fluctuations de la constante diélectrique de l'air en deux points, à l'intégrale de cette fonction appelée Echelle Moyenne de Turbulence ainsi qu'à la transformée de FOURIER représentant la densité énergétique spatiale de la fonction de corrélation étudiée.

Les conséquences de ces théories sont examinées successivement pour la Troposphère et pour l'Ionosphère ainsi que l'influence de la turbulence sur la propagation en définissant le volume de turbulence.

Il en résulte des différences de trajet des ondes émises qui élargissent les impulsions courtes émises et une perte du gain des aériens à faisceaux dirigés.

M. LEPECHINSKY passe d'abord en revue les différentes questions examinées par la Commission III de l'U.R.S.I. au cours de ses six séances. Elles ont été consacrées aux sujets suivants :

Phénomènes ionosphériques dans les hautes latitudes. — Structure de la couche D. — Mouvements dans l'Ionosphère. — Exploration de l'Ionosphère par fusées. — Etude de l'absorption et de la diffusion vers l'avant. — Anomalie géomagnétique de la région F et tempêtes ionosphériques.

Un exposé détaillé est fait ensuite de la technique et des résultats de l'exploration de l'Ionosphère par fusées aux Etats-Unis durant ces dernières années ; une fusée satellite à la Terre est en cours de réalisation dans ce pays. Un autre exposé concerne les théories en présence sur l'importante question de l'anomalie géomagnétique dans la région F, à savoir : la théorie du « drift » ou du transport électro-dynamique de l'ionisation et celle de la modification probable des conditions de réflexion en présence des chocs et du champ magnétique terrestre.

Enfin, un aperçu est donné des travaux préparatoires de l'Année Géophysique Internationale faits à l'Assemblée Générale de La Haye et une carte des stations de sondages ionosphériques existant actuellement dans le monde et de celles prévues pour l'Année Géophysique Internationale est présentée.

Réunion du Samedi 26 Février 1955.

Au cours de cette séance, présidée par M. E. PICAULT, ancien Président de la Société des Radioélectriciens, M. F.J.D. DAYONNET, Ingénieur des Télécommunications au C.N.E.T., fit un exposé sur :

« *Les systèmes multiplex à répartition dans le temps* ».

Après avoir défini ce que l'on entend par multiplexage par répartition dans le temps en le comparant au multiplexage par répartition de fréquences, le conférencier étudie les principaux types de modulation d'impulsions (modulation d'amplitude, de largeur, de position, modulation codée).

Les principaux organes entrant dans les équipements utilisant chacun de ces types de modulation sont passés en revue et plus particulièrement les distributeurs et les organes de modulation, de démodulation, de codage et de décodage.

Les avantages et inconvénients de chacun des types de modulation sont étudiés ainsi que les caractéristiques de bruit et de diaphonie.

Les différents modes de synchronisation, la modulation codée et la modulation en delta sont également examinés. Enfin le conférencier fournit les caractéristiques techniques principales des systèmes les plus usuels et les performances des différents types d'équipements actuels.

Activité des sections.

1re *Section* : « Etudes Générales ».

Le « Groupe de Mathématiques Appliquées à la Radioélectricité » de la 1re Section « Etudes Générales » avait organisé sous la présidence de M. l'Ingénieur Général Militaire ANGOT une réunion le 7 Février 1955 au cours de laquelle M. R. CAZENAVE, Docteur ès-Sciences, Ingénieur à la Société L.T.T. fit un exposé sur : les « *Convergence et sommation de la série de Fourier correspondant à une fonction analytique* ».

Le conférencier montre d'abord l'intérêt des séries de Fourier, qui se présentent les plus souvent dans les applications, et qui sont la partie réelle d'une fonction analytique de Z sur le cercle unité. Après avoir construit à partir d'une série de Fourier la série entière en Z dont la somme définit une telle fonction, il détermine les critères de convergence et de la série de Fourier et retrouve les formules d'Euler-Fourier et de Parseval au moyen de l'intégrale de Cauchy. Par l'emploi de l'intégrale de Stieljes, la valeur limite de l'intégrale de Poisson sur le cercle unité est ensuite obtenue. La construction du diagramme vectoriel de la série de Fourier termine l'exposé.

5e *Section* : « Hyperfréquences ».

Cette Section s'est réunie sous la présidence de M. Warnecke, le vendredi 21 Janvier 1955 pour entendre une communication de M. de Bennetot, Ingénieur au Département Electronique de la C.S.F. sur : « *Aimants permanents pour tubes électroniques en hyperfréquences* ».

Le conférencier rappelle d'abord que le fonctionnement de presque tous les tubes électroniques pour hyperfréquences, de conception récente, suppose l'emploi d'un champ magnétique.

Il décrit les caractéristiques principales du champ à réaliser dans le cas des tubes nouveaux, du type « magnétron », T.P.O.M. et oscillateurs « Carcinotron M », et dans le cas des tubes à champ magnétique axial de focalisation : T.P.O. et oscillateurs « Carcinotron O ».

Il discute les méthodes que l'on a proposées pour le calcul des aimants permanents puis il décrit le fonctionnement des aimants tubulaires — aimants aptes à la production des champs magnétiques de focalisation — en employant la représentation des masses magnétiques.

Il traite ensuite des problèmes rencontrés en pratique : hétérogénéités, contrôle, stabilité, notamment en ce qui concerne l'effet des pièces magnétiques qui s'aimantent par induction lorsqu'on les approche d'un aimant permanent.

Le conférencier passe ensuite en revue quelques exemples typiques de réalisation d'aimants permanents pour tubes électroniques fonctionnant en hyperfréquences : notamment l'aimant du magnétron S.F.R. M.C. 1053, et les aimants des tubes C.S.F., « Carcinotron M » C M 710, « Carcinotrons O » C.O. 119 et C.X. 230 ; T P O 920, amplificateur de relais hertzien.

Il précise que le poids des aimants utilisés sur les tubes C S F à champ magnétique uniforme de focalisation est compris entre 1,5 et 4,5, et il souligne que ce chiffre diffère nettement des indications données dans divers articles étrangers, consacrés à l'étude du procédé de focalisation spatialement alternative, et suivant

lesquelles la production d'un champ magnétique uniforme de focalisation nécessite un poids d'aimant de l'ordre de 38 livres.

7e *Section* « : Documentation ».

Cette Section avait organisé une réunion le vendredi 25 Février 1955, sous la présidence de M. L. CAHEN au cours de laquelle M. BOUTHILLON, ancien Président de la Société des Radioélectriciens fit une communication :

« *A propos du cinquantenaire du Brevet Fleming* 355 945 *de* 1904 — *L'Inventeur de la diode* ».

INFORMATIONS

Symposium « *SONS ET VIBRATIONS DANS LES CORPS SOLIDES* ».

Le symposium « Sons et vibrations dans les corps solides » s'est tenu à Göttingen et à Brünswick du 19 au 22 avril 1955. Il était organisé par la Société Allemande de Physique, en liaison avec la Société des Ingénieurs Allemands (section « technique des vibrations »).

Le programme a été divisé en deux parties, l'une relative aux aspects physiques fondamentaux, l'autre aux aspects techniques pratiques. Les réunions relatives à la première partie se sont tenues à Göttingen, tandis que les réunions concernant la seconde partie se sont tenues à Brünswick.

Les exposés ont été repartis dans les diverses sections suivantes :

1° *Aspects physiques fondamentaux* : à l'Institut de Physique n° III de l'Université de Göttingen.

a) Questions théoriques relatives aux mouvements vibratoires dans les corps solides et dans les structures.
b) Technique des mesures acoustiques dans les corps.
c) Amortissement et absorption du son dans les corps.
d) Recherches sur modèles relatives aux problèmes pratiques d'acoustique dans les corps.
e) Rayonnement acoustique des structures vibrantes.

2° *Aspects techniques pratiques* : à l'Institut Fédéral de Physique de Brünswick.

a) dans le bâtiment.
b) dans l'automobile, le chemin de fer, l'aviation et la construction navale.
c) dans la construction des machines.

Enfin, des visites de laboratoires ont été organisées dans les deux villes.

COLLOQUE SUR LA PRESSION DE RADIATION EN ACOUSTIQUE ET CONGRÈS INTERNATIONAL SUR LES TRAITEMENTS PAR LES ULTRASONS.

Le Centre National de la Recherche Scientifique (Centre de Recherches de Marseille) à organisé deux importantes manifestations scientifiques à Marseille, dans le courant du mois de mai 1955.

1° *Colloque sur la pression de radiation en acoustique.*

Ce colloque a eu lieu les 20 et 21 mai et était organisé sous les auspices de l'Union Internationale de Physique Pure et Appliquée.

Il se rapportait exclusivement aux définitions, mesures et caractères de la pression de radiation en acoustique (et en ultra-acoustique).

2° *Congrès International sur les traitements par les ultrasons.*

Ce congrès placé sous la présidence de M. DUPOUY, Membre de l'Institut et Directeur du Centre National de la Recherche Scientifique a eu lieu du 23 au 28 mai inclus et était organisé en liaison avec le Groupement des Acousticiens de Langue Française.

Il comportait quatre sections :

a) Traitements physiques ;
b) Traitements chimiques ;
c) Traitements biologiques ;
d) Problèmes posés par les émetteurs d'ultrasons.

JOURNÉES INTERNATIONALES DE CALCUL ANALOGIQUE.

La Société Belge des Ingénieurs des Télécommunications et d'Electronique (S.I.T.E.L.) organise les « Journées Internationales de Calcul Analogique » qui se tiendront à Bruxelles du 27 septembre au 1er octobre 1955.

La première communication concernant ces « Journées » a rencontré un succès encourageant puisque dès à présent les organisateurs sont assurés d'une quarantaine d'exposés.

Nous donnons ci-après un texte de la S.I.T.E.L. relatif à la deuxième communication.

Les auteurs de communications voudront bien noter que le résumé de leurs textes doit parvenir avant le 1er juillet 1955 afin qu'elles puissent être traduites éventuellement, en temps utile, dans la seconde langue du congrès.

Il est rappelé que les « Journées Internationales de Calcul Analogique » sont organisées par la Société Belge des Ingénieurs des Télécommunications et d'Electronique (S.I.T.E.L.), avec le concours de la Société Belge des Electriciens (S.B.E.) et la Société Belge des Mécaniciens (S.B.M.). Les travaux de ces « Journées » se rapporteront aux diverses méthodes de calcul analogique (analyseurs différentiels, méthodes rhéographiques, analyseurs de réseaux, simulateurs, calculateurs spéciaux, etc...) et à leurs applications scientifiques et industrielles

Le Comité d'Organisation a invité quelques spécialistes éminents à faire des conférences d'une heure destinées à donner un aperçu de l'état actuel des techniques dans divers domaines du calcul analogique. De courtes communications d'un quart d'heure, destinées à des aspects plus particuliers, complèteront les conférences introductives.

MM. les participants trouveront ci-joints un programme provisoire, la liste des conférences et des communications dès à présent proposées ainsi qu'un certain nombre de renseignements d'ordre pratique.

La correspondance sera adressée à :

P. GERMAIN, Dr. Sc. Math., Secrétaire du Comité d'Organisation, Université Libre de Bruxelles, 50, av. Fr. Roosevelt, Bruxelles (Belgique).

Programme provisoire

Les réunions se tiendront dans les locaux de la Fédération des Entreprises de l'Industrie des Fabrications Métalliques (FABRIMETAL), 21, rue des Drapiers, à Bruxelles.

Lundi 26 septembre 1955 :

à partir de 14 h. 30 : accueil et inscription des participants.

Mardi 27 septembre 1955 :

à partir de 8 h.30 : accueil et inscription des participants.
10 h. séance d'ouverture et probablement une première conférence.
14 h. 30 : conférences et communications.
le soir : réception à l'hôtel Ravenstein (siège des sociétés belges d'Ingénieurs).

Mercredi 28 septembre 1955 :

9 h. : conférences et communications.
14 h. 30 : conférences et communications.
le soir : si possible, concert à la Radiodiffusion Nationale Belge.

Jeudi 29 septembre 1955 :

9 h. : conférences et communications.
14 h. 30 : conférences et communications.

Vendredi 30 septembre 1955 :

9 h. : conférences et communications.
14 h. 30 : conférences et communications.
le soir : banquet.

Samedi 1er octobre 1955 :

9 h. : Visite d'installation de calcul analogique à l'Université Libre de Bruxelles.
11 h. 30 : séance de clôture.
14 h. 30 : excursion touristique à Gand ou à Bruges.

Liste des Conférences et des Communication

Cette liste a été arrêtée au 1er mars 1955.

A. Conférences.

« Problème de Simulation ».
M. J. BRODIN (Laboratoire Central d'Armement-France)

« Analyseurs différentiels mécaniques ».
M. S. EKELOF (Université de Göteborg-Suède).

« Resistance Network Analogues ».
M.G. LIEBMANN (Associated Electrical Industries U. K.).

« Cuves rhéographiques ».
M. L. MALAVARD (Université de Paris-France).

« Analyseurs différentiels électroniques ».
M. F. H. RAYMOND (Société d'Electronique et d'Automatisme — France).

« Special Calculators ».
M. H. WALLMANN (University of Göteborg — Sweden).

B. *Communications.*

Durée approximative : 1/4 d'heure.

« A new Electronic Analogue Storage Device ».
M. G. D. BERGMANN (University of London King's College — U. K.).

« The N.P.L. Electronic Simulator ».
M. D. V. BLAKE (University of London King's College — U. K.).

« Sur l'Analyseur différentiel et les problèmes qu'il traite ».
M. J. CARTERON (Electricité de France — France).

« The use of Computing Elements in Automatic Control Systems ».
M. J.F. COALES (Cambridge University — U.K.).

« Le microréseau ».
M. A. DEGESVES (Faculté Polytechnique de Mons — Belgique).

« Higher Order Differences in the Analogue Solution of Partial Differential Equation ».
Mr. M. E. FISHER (University of London King's College- U.K.).

« The Solution of Non-Linear Aircraft Problems by Analogue Computation ».
Mr. J. FOODY (Short Brothers and Harland Ltd — Ireland).

« Mesure directe du gradient électrique dans une cuve rhéographique.
M. P. GERMAIN (Université Libre de Bruxelles — Belgique).

« Le calculateur analogique C.A.C. ».
M. A. GONZALES del VALLE (Espagne).

« An Analogue Computing Circuit for the Evaluation of the Ratio of two Slowly Varying Potentials ».
Mr. R. L. GORDON (Ministry of Fuel and Power — U.K.).

« Etude de l'atterrissage automatique par simulateur analogique ».
M. F. HAUS (Université de Gand — Belgique).

« A Mechanical Harmonic Analyser Using a Spherical Resolver »,

« Examples of the Use of the 4-Bar Linkages to generate Approximate Functions ».
Mr. C. HOLT SMITH (Royal Military College of Science-U.K.).

« Un multiplicateur analogique ».
M. J. ISABEAU (Université Libre de Bruxelles — Belgique).

« Versatility in Network Analysers ».
Mrs P. G. KENDALL (Electrical Research Association-U.K.).
Mr. J. MIEDZINSKI (Electrical Research Association — U.K.).

« Analog Multiplier based on the Hall Effect ».

« Predicters in Time-shared Analogue Computers ».
M. L. E. LOFGREN (Research Institute of Nat. Defence — Sweden).

« Analogies and Simulators for Solving Non-Linear Differential Equations ».
Mr C. A. LUDEKE (University of Cincinnati — U.S.A.).

« Recent Developments in Differential Analyses Techniques ».
M. J. G. L. MICHEL (National Physical Laboratory — U.K.).

« Some Factors affecting the Accuracy of Electronic Analogue Computors ».
M. R. PAUL (Short Brothers and Harland Ltd — U. K.).

« Opérateurs électroniques non linéaires ».

« Quelques aspects de l'ensemble analogique électronique de l'Université Libre de Bruxelles ».
M. R. PERETZ (Université Libre de Bruxelles — Belgique).

« Microréseau E.D.F. et études qu'il permet d'entreprendre ».
M. R. J. ROBERT (Electricité de France — France).

« A new Versatile Analogue Computor for the Solution of Differential Equations and other Problems ».
M. A.P. SPEISER (Ecole Polytechnique de Zurich — Suisse).

« Analogie et Correspondance ».
M. F. VAN DEN DUNGEN (Université Libre de Bruxelles — Belgique).

« Principes de réalisation d'éléments non linéaires pour le calcul analogique ».
M. H. WITSENHAUSEN (Université Libre de Bruxelles — Belgique).

« A general Purpose Analogue Computor ».
(Elliot Brothers — U. K.).

Les personnalités suivantes présenteront une communication dont le titre sera précisé ultérieurement :

Messieurs :
BOSCHER J.L., (C.N.R.S., France).
CNOPS J., (Université de Gand — Belgique).
COMPERTS R. J., (English Electric Cy Ltd — U. K.).
HUARD DE LA MARRE P. (C.N.R.S. — France).
HUMPHREY DAVIES M. W., (Imperial College of Science and Technology — U. K.).
KIPFER P., (Université Libre de Bruxelles — Belgique).
KUNTZMANN, (Institut de Fourier de Grenoble — France).
PALMER P. J., (University of Birmingham — U. K.).
PERES J., (Université de Paris, France).
REDSHAW S.C., (University of Birmingham — U.K.).
RENARD G., (C.N.R.S. — France).
SCANLAN R.H., (C.N.R.S. — France).
WASS, C.A.A. (Royal Aircraft Est. Farnborough — U.K.).

Excursions. — Comité des Dames

Une excursion touristique, pour les participants et leur famille est prévue pour le samedi 1er octobre après-midi.

Quelques visites dans Bruxelles et les environs seront organisées pour les dames accompagnant les participants.

Le programme dépendra toutefois du nombre d'inscriptions recueillies.

Séjour à Bruxelles

Une agence de tourisme sera chargée de réserver le logement pour les participants qui le désirent.

Pendant la durée du Congrès, un délégué de cette agence se tiendra à la disposition des participants pour leur faciliter le séjour dans le pays.

Les formulaires d'inscription seront envoyés en temps utile aux participants, en même temps que la liste des hôtels envisagés et les prix correspondants. A titre indicatif, les prix approximatifs suivants (en francs belges, par personne) peuvent être avancés :

Hôtel 1re catégorie :

Pension Complète	Chambre et petit déjeûner
sans bain 540	260
avec bain 600	340

Hôtel 2e catégorie :

sans bain 360	180
avec bain 400	220

Services, taxes locales et pourboires compris.

Comité Scientifique

Les personnalités scientifiques suivantes ont bien voulu apporter leur parrainage à l'organisation de ces Journées.

Président d'honneur :

M. Jean MARIQUE, Président de la Société Belge des Ingénieurs des Télécommunications et d'Electronique,

Vice-Présidents :

M. Jean DUBOIS, Président de la Société Belge des Electriciens,
M. Raoul MOLLE, Président de la Société Belge des Mécaniciens,

Publications

Les résumés des conférences et des communications seront remis aux participants lors de l'ouverture des Journées.

Ils seront rédigés dans les deux langues officielles du Congrès : français et anglais.

Dans le but de préparer l'impression de ces résumés, les auteurs de communication sont priés de nous faire parvenir le texte de ces résumés (environ une demi-page dactylographiée) avant le 1er juillet 1955. Les organisateurs seraient particulièrement reconnaissants à ceux d'entre eux qui en auraient la possibilité d'envoyer le résumé et sa traduction.

Les comptes-rendus des travaux des Journées paraîtront ultérieurement et un exemplaire sera envoyé gracieusement à chaque participant.

Des exemplaires supplémentaires pourront être obtenus moyennant une contribution qui n'a pas encore été fixée.

Exposition

En marge des travaux, il est prévu une exposition de matériel intéressant les constructeurs et utilisateurs de machines analogiques. Un certain nombre de firmes ont, dès à présent, annoncé leur participation.

Une circulaire spéciale intéressant les exposants sera envoyée sur demande. Toute correspondance concernant l'exposition sera adressée à :

M. J. ISABEAU, Ingénieur A.I. Br. — Assistant à l'Université, Université Libre de Bruxelles, 50, av. Fr. Roosevelt, Bruxelles (Belgique).

Projections lumineuses

Les auteurs de communications voudront bien transmettre au secrétariat, en même temps que leur résumé, la nature et le format des projections lumineuses qu'ils souhaitent présenter (diapositives, épidiascopie, films).

Frais de participation

Les frais de participation ont été fixés à 300 F belges pour les auditeurs et à 150 F belges pour les auteurs de communications.

La circulaire définitive fixera les modalités de paiement.

Membres :

M. Pierre BAUDOUX, Professeur à l'Université Libre de Bruxelles.
M. Gilbert BURNAY, Professeur à l'Université de Liège.
M. Jan CNOPS, Professeur à l'Université de Gand.
M. Marius COGNEAUX, Professeur à la Faculté Polytechnique de Mons.
M. Fernand DACOS, Professeur à l'Institut Montefiore.
M. Alfred DORSIMONT, Professeur à l'Ecole Royale Militaire.
M. Paul HARMEGNIES, Professeur à la Faculté Polytechnique de Mons.
M. Louis HENRY, Directeur de l'Institut pour l'Encouragement des Recherches Scientifiques dans l'Industrie et l'Agriculture (I.R.S.I.A.).
M. Edgar GILLON, Professeur à l'Université de Louvain.
M. Paul GODFRIND, Professeur à l'Ecole Royale Militaire.
M. Félix LEBLANC, Vice-Président et Administrateur de l'Université Libre de Bruxelles.
M. Charles MANNEBACK, Professeur à l'Université de Louvain.
M. Robert VAN CAUWENBERGHE, Directeur à la Société Générale.
M. Frans VAN DEN DUNGEN, Professeur à l'Université Libre de Bruxelles.
M. Hubert VUYLSTEKEN, Professeur à l'Université de Gand.

Comité de patronage

Ce Comité, dont une liste détaillée sera communiquée ultérieurement, groupe les firmes industrielles qui ont bien voulu apporter leur soutien pour l'organisation des Journées.

Comité d'organisation

Le Comité d'organisation est composé de la façon suivante :

MM. A. CALVAER, Ingénieur Civil des Mines A.I. Lg., membre,
A. DORSIMONT, Professeur à l'Ecole Royale Militaire, membre,
E. FLAMME, Directeur général de la S.A.I.T., membre,
P. GERMAIN, Dr en Sc. Math., secrétaire,
J. HOFFMANN, professeur à l'Université Libre de Bruxelles, Président,
J. ISABEAU, Ing. Civil A.I. Br., délégué à l'exposition,
P. KIPFER, Professeur à l'Université Libre de Bruxelles, membre,
R. PERETZ, Ing. Civil A.I.Br., trésorier,
F. VAN HORENBEECK, Directeur du Centre de Recherches Scientifiques et Techniques de l'Industrie des Fabrications Métalliques (C.R.I.F.), membre.

VOCABULAIRE

En raison de la quantité de termes nouveaux qui s'introduisent dans la Technique, la « Section Documentation » demande aux techniciens de bien vouloir signaler quels sont, dans les différentes branches de leur spécialité, les termes impropres, ou ayant gardé inutilement la forme étrangère, qu'ils ont pu rencontrer.

Nous prions donc les Membres de la Société des Radioélectriciens qui auraient des termes à proposer de bien vouloir les indiquer, soit verbalement dans les séances, soit par écrit à la Société des Radioélectriciens « Section Documentation ».

DOCUMENTATION

Publication des Actes du Congrès International de Chronométrie de Paris (1er au 5 Octobre 1954).

Ces actes seront publiés prochainement.

Ils comprendront les textes des diverses allocutions prononcées aux cours des séances solennelles d'ouverture et de clôture, ceux des 130 communications présentées aux séances de travail, les textes des vœux émis par l'Assemblée générale du Congrès.

Chaque texte sera précédé de son résumé en trois langues : français, anglais, allemand.

L'ouvrage sera publié en un gros volume d'environ 1 000 pages, ou en deux volumes, qui seront distribués successivement au fur et à mesure de leur publication.

Prix de souscription : 4 000 F.

Ce prix sera porté à 6 000 F dès que le volume sera en distribution.

Principales rubriques auxquelles se rapportent les communications présentées au Congrès :

— Détermination et diffusion de l'heure et des fréquences.

— Définition et réalisation d'une échelle de temps uniforme.

— Etalon de temps.

— Mesure et Enregistrement du temps et des intervalles de temps, grands, moyens ou petits, mesure des énormes et des infimes intervalles de temps. — Horlogerie mécanique et électrique. — Mesure des vitesses et des accélérations, synchronisation, oscillation, stroboscopie. — Matériaux employés en chronométrie. — Normalisation. — Enseignement. — Histoire.

Documents du S.N.I.R. relatifs au Vocabulaire Electrotechnique Français. (groupe 60, Radiocommunication). Les membres qui seraient intéressés par ces documents pourront le consulter au Secrétariat de la Société des Radioélectriciens, 10, avenue Pierre-Larousse, Malakoff. Tél. : Alésia 04-16.

La Société des Radioélectriciens a reçu gracieusement pour sa bibliothèque les ouvrages suivants :

Studio Engineering for sound broadcasting.

par les membres du Service Technique de la British Broadcasting Corporation (B.B.C.) publié par Iliffe and Sons Ltd, Dorset House, Stamford Street, Londres S.E. 1.

Rapport Spécial n° 4 *et Rapport Spécial* n° 5 *de l'Union Radio Scientifique Internationale* (U.R.S.I.).

Le Rapport Spécial n° 4 porte sur la « distribution de la brillance Radioélectrique sur le disque solaire », le Rapport Spécial n° 5 porte sur « l'hydrogène interstellaire ».

NOUVEAUX MEMBRES

MM.	Présentés par MM.
BADOC, Roger, Licencié ès-Sciences, Ingénieur E.N.S.E.M. de Nancy	P. DAVID et LE GOFF.
BALERAS, Roger, élève à l'E.S.E. (Division Radioélectricité et Electronique)	DAUPHIN et GAUSSOT.
BEALLE Roger, Victor, Joseph, Officier Instructeur au Centre d'Instruction Technique de Détection Electro Magnétique	DUCAMUS et GOURDON.
BEGUIN Daniel, Edmond, Licencié ès Sciences, élève à l'E.S.E. (Division Radioélectricité et Electronique)	VEAUX et GAUSSOT.

MM.	Présentés par MM.
Belhadj Abdelkader, Agent Technique à la Cie Générale de Télégraphie Sans Fil	Bernabei et Massé.
Berger Claude, élève à l'E.S.E. (Division Radioélectricité et Electronique)	Mme Huter et Gaussot.
Bernanos Henri, Agent Technique Radio à la Sté L.M.T.	Cabessa et Jacquemet.
Bienaimé Jacques, Sous-Lieutenant, élève des Télécommunications de l'Ecole de l'Air (Salon de Provence)	Coudeyre et Douriaux.
Bouchicot Alexis, élève à l'E.S.E. (Division Radioélectricité et Electronique)	Mme Huter et Gaussot.
Melle Bourgarel Marie-Paule, élève à l'E.S.E. (Division Radioélectricité et Electronique)	Gaussot et Savornin.
Boutry Georges, Albert, Professeur au Conservatoire National des Arts et Métiers	R. Rigal et Martas
Capot Lucien, élève à l'Ecole de Radioélectricité de Bordeaux	Cau et Combe d'Alma.
Capron Claude, Ingénieur E.N.S.E.M. de Nancy attaché au Service Force Motrice des Ets Sidélor	Goudet et Gudefin
Chabert Bernard, élève à l'Ecole Nationale de Radiotechnique et d'Electricité Appliquée	Raux et Olivier.
Chainet Pierre, Sous-Lieutenant, élève des Télécommunications de l'Ecole de l'Air (Salon de Provence)	Coudeyre et Douriaux.
Chauveau Louis, Lucien, Eugène, Ingénieur en Chef à la S.F.R. et à la C.S.F. (en retraite). Président de la Commission de Technologie de la Fédération des Industries Radio	Cabessa et Matras.
Christophe Jacques, Agent Technique, élève à l'Ecole Centrale de T.S.F.	Poirot et Chrétien.
Clerc Gérard, Charles, Ingénieur E.S.E., élève à l'E.S.E. (Division Radioélectricité et Electronique)	Portier et Gaussot.
Cocteau Philippe, Ingénieur A. et M. élève à l'E.S.E. (Division Radioélectricité et Electronique)	Rigal et Gaussot.
Coeuillet Jacques, Maurice, élève à l'E.S.E. (Division Radioélectricité et Electronique)	MmeHuter et Gaussot.
Cornilleau Marcel, Ingénieur à la Société LMT	Violet et Lizon.
Coudray André, Lucien, élève à l'Ecole Nationale de Radiotechnique et d'Electricité Appliquée	Kévorkian et Raux.
Delord, Ingénieur E.S.E.	Fuhrmann et Semach.
Deponge Jean, Noel, Sous-Lieutenant, élève des Télécommunications de l'Ecole de l'Air (Salon de Provence)	Coudeyre et Douriaux.
Dubé Georges, Ingénieur de Recherches à la C.S.F.	Warnecke et Guénard.
Gamet Pierre, Paul, Ingénieur électricien I.E.G. et Ingénieur Radio E.S.E.	Gilabert et Matras.
Gaudfernau Jean, Ingénieur Civil de l'Aéronautique, Ingénieur de Recherches à l'O.N.E.R.A.	Moreau et Boivinet.
Jacquet Robert, Albert, Ingénieur I.E.G.	Semach et Lévy.
Jalade Roger, élève à l'Ecole Technique de Photographie et de Cinématographie	Bouchard et Quinet.
Josserond Charles, officier de l'Armée de l'Air	Berthoule et Verdier.
Lebel François, Fred, Ingénieur des Arts et Manufactures, élève à l'E.S.E. (Division Radioélectricité et Electronique)	Ramon et Revirieux.
Lebrun André, Maurice, Docteur-ès-Sciences, Assistant à la Faculté des Sciences de Lille, Laboratoire de Radioélectricité	Roubine et Arnoult.
Lemaignen Jacques, Gabriel, Ingénieur E.P.C.I.	Levy et Semach.
Gh'didier Mohamed, élève à l'Ecole Centrale de T.S.F.	Quinet et Chrétien.
Girault Jean, Ingénieur A. et M., élève à l'E.S.E. (Division Radioélectricité et Electronique)	Gaussot et Hutteau.
Gouyet Jean-Pierre, Jacques, Licencié ès-Sciences, Ingénieur A. et M.	Gaussot et Rigal.
Grau, Pierre, Ingénieur E.S.E.	Corbery et Roux.
Gurfinkiel Claude, Gérard, élève à l'E.S.E. (Division Radioélectricité et Electronique)	Gaussot et Rigal.
Huet, Directeur Général Adjoint à la Société « Télécommunications Radioélectriques et Téléphoniques »	Rigal et Matras.
Le Moigne Jean, élève à l'E.S.E. (Division Radioélectricité et Electronique)	Mme Huter et Gaussot.
Le Noach Claude, élève à l'Ecole Nationale de Radiotechnique et d'Electricité Appliquée	Olivier et Clouard.
Leonard Didier, élève à l'E.S.E. (Division Radioélectricité et Electronique)	Mme Huter et Gaussot.
Leroux Camille, Augustin, Ingénieur de Laboratoire à la Sté d'Etudes de la navigation aérienne	Cayzac et Astor.
Liegeois Fernand, Adrien, Ingénieur Technicien (électro Mécanique) A.M.P. (Belgique), élève à l'E.S.E. (Division Radioélectricité et Electronique)	Gaussot et Oswald.
Loison Jean, élève à l'Ecole Nle de Radiotechnique et d'Electricité Appliquée	Robert et Martin.
Maguet André, Théophile, Ingénieur E.S.E. à la Société Bendix (Aviation Coorporation)	Fuks et Churg.
Malendriniotis Demetrios, Ingénieur de l'Administration des téléphones O.T.E. à Patras.	Cabessa et Potier.
Maroleau Yves, Gilles, élève à l'Ecole de Radioélectricité de la Faculté des Sciences de Bordeaux	Cau et Combe d'Alma.
Mercier Robert, Docteur ès-Sciences, Ingénieur Electricien, Professeur aux Universités de Lausanne, et Neuchâtel, Directeur du Laboratoire de Physique Technique de l'Ecole Polytechnique de Lausanne	Picault et Mme Roy-Pochon.
Monbeig Claude, élève à l'E.S.E. (Division Radioélectricité et Electronique)	Mme Huter et Gaussot.
Nény Jean, Clément, Louis, Directeur Technique Service « Son » aux Studios de Boulogne et de Pathé Francœur	Mardiguian et Chrétien.
de Néverlée Philippe, Ingénieur E.S.M.E. à la Sté La Radiotechnique	Bourassin et Struxiano.
Paineau Roger, Agent Technique	Andonian et Guéronnet.
Plaige Yves, Jean, Ingénieur I.E.G. à la Compagnie pour la fabrication des Compteurs (département électronique Rana)	Guiller M. et Marti.
Plas Guy, Agent Technique à la Société Nouvelle de l'Outillage R.B.V. et de la Radio-Industrie (Service Vidéo Radar)	Andonian et Guéronnet.
Poidatz Francis, élève à l'Ecole Technique de Photographie et de Cinématographie	Bouchard et Quinet.

AU SUJET DU SUPERHÉTÉRODYNE

A la suite de la notice nécrologique sur la vie et l'œuvre du Major Edwin H. ARMSTRONG, que l'un de nos membres, M. P. BRAILLARD, avait bien voulu préparer, et qui a paru dans le numéro de décembre 1954 de l'Onde Electrique, nous avons reçu, de M. L. LEVY, la lettre suivante, que nous nous empressons de publier :

RECTIFICATIONS SUR LA VIE & L'ŒUVRE DU MAJOR Edwin H. ARMSTRONG

PAR

Lucien LEVY

Inventeur du Superhétérodyne

Dans une note relative au regretté E. H. ARMSTRONG, note parue dans le n° 333 de décembre 1954 de l'*Onde Electrique*, l'auteur, M. P. B. lui attribue, sans preuves, mais d'une façon réitérée, l'invention du Superhétérodyne.

Si, en général, je m'associe à l'hommage rendu à l'œuvre de premier ordre d'ARMSTRONG, je crois que cette œuvre est suffisamment considérable pour qu'il ne soit pas nécessaire d'y ajouter, sans motif valable, l'invention du Superhétérodyne.

Qu'ARMSTRONG ait apporté au développement et à la propagande du Superhétérodyne l'appui de sa personnalité, de son dynamisme, de son enthousiasme, cela est certainement vrai ; qu'il en ait conçu ou réalisé l'invention le premier, c'est absolument inexact.

Conformément au bon sens, à la Loi française et aux Conventions Internationales, seul, le premier inventeur peut revendiquer une invention. Or, il n'y a pas le moindre doute qu'ARMSTRONG n'a aucun droit à cette revendication.

Lorsqu'il déposait en France, le 30 décembre 1918, son premier brevet 501.511 sur le Superhétérodyne, j'avais déjà déposé sur cette invention deux brevets (493.660 du 4 août 1917 et 506.297, du 1er octobre 1918), et j'avais déjà réalisé le premier récepteur Superhétérodyne.

De plus, mon invention et sa réalisation avaient été diffusées et publiées (notamment par ma note polycopiée du 20 octobre 1918) dans les Services de la Radiotélégraphie Militaire auxquels j'appartenais comme Officier, et auprès desquels le Major ARMSTRONG était détaché. Je possède encore quelques exemplaires de cette note, qui était honorée d'une déclaration du Général FERRIÉ. En ce temps là, la *Radio Française*, que le Général incarnait, avait la fierté de ses inventions.

Il résulte de la publication de ma note du 20 octobre 1918, que le brevet d'ARMSTRONG du 30 décembre 1918, sur le Superhétérodyne, était non seulement antériorisé, mais, légalement, absolument nul.

Postérieurement à mon brevet de 1917 et antérieurement à ARMSTRONG, un autre inventeur bien connu, SCHOTTKY, avait d'ailleurs également déposé en juin 1918, en Allemagne, un brevet sur le Superhétérodyne, qui eut antériorisé celui d'ARMSTRONG, si le mien n'y eut suffi.

En ce qui concerne l'interférence entre les brevets américains ARMSTRONG et LEVY, j'estime, contrairement à la note de M. P. B., qu'il est important, pour l'histoire de l'origine du Superhétérodyne, de connaître le résultat de la procédure devant le Patent-Office.

C'est pourquoi je crois nécessaire de fournir sur cette interférence, les renseignements qui manquaient, semble-t-il, à M. P. B., pour éclairer son opinion, puisque l'existence de mon brevet de 1917, qu'il a bien voulu indiquer dans sa note, n'y suffisait pas.

Qu'un pool de brevets ait été constitué ou non, entre différentes Sociétés américaines, cela ne concernait que les intérêts matériels de celles-ci, mais ne réglait nullement la question de la détermination du premier inventeur, le seul qui soit le véritable inventeur, celui auquel est dû le crédit moral de l'invention (en l'espèce le Superhétérodyne).

Or, l'interférence entre les brevets d'ARMSTRONG et de LEVY, après un litige de plusieurs années devant le Patent-Office, a été résolue, par décision du 3 décembre 1928 de la Cour d'Appel du district de Colombia, en faveur du brevet L. LEVY, dont la priorité d'invention a été reconnue.

Le brevet U. S. a été délivré le 5 novembre 1929 à L. LEVY et à son cessionnaire, l'*American Telegraph and Telephon C°*, sous le n° 1.734.038, avec priorité du 4 août 1917.

D'ailleurs ARMSTRONG, dans sa première communication sur le Superhétérodyne, publiée dans les Proceedings de l'*Institute of Radio Engineers*, de février 1921, et SCHOTTKY, dans un article des mêmes P.I.R.E. d'octobre 1926, avaient tous deux reconnu mon antériorité.

SCHOTTKY ajoutait « La patente de Lucien LEVY est d'importance fondamentale, pour tout le domaine, il doit être considéré, au moins au point de vue de la Loi des brevets, comme le véritable inventeur du Superhétérodyne ».

Enfin, le patentamt allemand, après un long examen de la demande de brevet L. LEVY, et malgré des oppositions acharnées, a reconnu la valeur de l'invention qui y était revendiquée.

Le brevet allemand a été accordé le 1er octobre 1931, sous le n° 536.049 avec priorité du 4 août 1917 à la Société *Telefunken* cessionnaire de la demande L. LEVY.

La première des douze revendications accordées est très large. Elle vise « le procédé de réception et d'amplification pour télégraphie et téléphonie sans fil, caractérisé par le fait que, après transformation de la fréquence de réception en une fréquence locale ultra acoustique, l'énergie de cette nouvelle fréquence est ampliée ».

C'est là l'invention même du Superhétérodyne sous sa forme la plus générale, invention reconnue nouvelle et valable sur la base du brevet français L. LEVY, du 4 août 1917.

Dans ces conditions, l'affirmation qu'ARMSTRONG aurait inventé le Superhétérodyne, est non seulement contraire à la réalité, mais encore dénuée de toute base légale. Pour propager une pareille légende il faut ignorer les faits et les dates, ou négliger toute logique et toute vraisemblance.

Il faut s'y résigner : le Superhétérodyne est une invention française, qui ne peut, ni ne doit être méconnue dans son propre pays.

Cette question étant maintenant réglée, et compte tenu des observations présentées ci-dessus, lesquelles modifient d'ailleurs radicalement la note de M. P. B. sur ce point important, on doit savoir gré à celui-ci d'avoir rappelé les services rendus par l'un des pionniers qui ont établi les bases du prodigieux développement actuel de la radio-électricité et montré la condition toujours difficile, souvent injuste et quelquefois tragique, des inventeurs indépendants.

Qu'il me soit permis, en évoquant avec émotion le souvenir d'E. H. ARMSTRONG, que j'ai connu vers la fin de la guerre de 1914, de regretter vivement la perte, pour l'humanité et la radio, d'un esprit aussi original et d'une aussi grande valeur que le sien.

Imprimerie Marcel Bon, Vesoul. — Dépôt légal : 2e trimestre 1955. — I. n° 25. — 4.900. 578 E. n° 20. — La gérante : Mme Chiron.